

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

LORENZO BORTOLON SCANDIAN

**DESENVOLVIMENTO DE NOVA TÉCNICA DE
INTERROGAÇÃO E ANÁLISE ANALÍTICA APLICADAS A
SENSORES INTERFEROMÉTRICOS EM FIBRA**

VITÓRIA – ES
ABRIL/2019

LORENZO BORTOLON SCANDIAN

DESENVOLVIMENTO DE NOVA TÉCNICA DE INTERROGAÇÃO E ANÁLISE ANALÍTICA APLICADAS A SENSORES INTERFEROMÉTRICOS EM FIBRA

Parte manuscrita do projeto de Dissertação de Mestrado do aluno **Lorenzo Bortolon Scandian**, apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica na área de concentração em Telecomunicações.

Prof. Dr. Carlos Eduardo Schmidt
Castellani
Orientador

Prof. Dr. Marcelo Eduardo Vieira Segatto
Co-Orientador

Lorenzo Bortolon Scandian
Aluno

VITÓRIA – ES
ABRIL/2019

LORENZO BORTOLON SCANDIAN

DESENVOLVIMENTO DE NOVA TÉCNICA DE INTERROGAÇÃO E ANÁLISE ANALÍTICA APLICADAS A SENSORES INTERFEROMÉTRICOS EM FIBRA

Parte manuscrita do projeto de Dissertação de Mestrado do aluno Lorenzo Bortolon Scandian, apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica na área de concentração em Telecomunicações.

Aprovada em 05 de abril de 2019.

COMISSÃO EXAMINADORA:

Professor Dr. Carlos Eduardo Schmidt Castellani
Universidade Federal do Espírito Santo
Orientador

Professor Dr. Marcelo Eduardo Vieira Segatto
Universidade Federal do Espírito Santo
Co-Orientador

Dr. Camilo Arturo Rodríguez Díaz
Universidade Federal do Espírito Santo
Examinador

Professor Dr. Jean Carlos Cardozo da Silva
Universidade Tecnológica Federal do Paraná
Examinador

RESUMO

O uso de dispositivos sensitivos é de grande importância desde aplicações industriais, como em sistemas de armazenamento de combustível e processamento bioquímico, até na medicina. Grande parte dos sensores atualmente em funcionamento possui princípios de operabilidade tradicionais, sendo baseados em técnicas mecânicas e elétricas. Como consequência disso, suas aplicabilidades são restritas quando utilizados em alguns ambientes. Além disso, muitas vezes seus custos de fabricação podem não estar acessíveis devido às complexidades exigidas em suas construções e suas sensibilidades e resoluções podem não ser suficientemente elevadas.

A necessidade de um sensor sem as restrições mencionadas impulsionou pesquisas na área de sensoriamento ótico de forma que o uso de fibra ótica para medições já é usado há algumas décadas. Muitas limitações, custos e riscos podem ser consideravelmente reduzidos com essa tecnologia. Dentre a enorme gama de sensores óticos disponíveis, aqueles que utilizam interrogações interferométricas muitas vezes se destacam nesse meio por apresentarem sensibilidades superiores e medições satisfatoriamente estáveis, além de oferecerem diversas técnicas de análise de espectro. Porém, uma das limitações deste tipo de sensor, refere-se ao seu comprimento. Em geral, sensores em fibra comumente não possuem a capacidade de realizar medições distribuídas de níveis de líquidos, por exemplo, por comprimentos de algumas dezenas de centímetros, com precisão.

O presente projeto de pesquisa propõe investigar a viabilidade de um sensor de nível baseado em fenômenos interferométricos em fibra ótica para medições superiores a 120 mm utilizando-se uma análise espectral que se fundamenta no emprego da amplitude das curvas de espectro originadas pelo fenômeno de interferência. O principal aspecto a ser abordado é a averiguação da exequibilidade de se utilizar a informação da variação das amplitudes dessas curvas, já providas pelo estudo de sensores interferométricos existentes, como conteúdo útil a ser analisado de forma a assentir uma relação válida entre essa variação de amplitude e a mudança de nível de líquido em um determinado recipiente, caracterizando a confecção de um sensor.

Faz, também, parte do escopo dessa dissertação demonstrar como um simples modelo computacional analítico que se utiliza de ondas planas pode, para este caso específico, resultar em previsões confiáveis de medições para sensores de diversos comprimentos.

ABSTRACT

The use of sensitive devices is of great importance from industrial applications, such as in fuel storage systems, biochemical processing, and even in medicine. Most of the sensors currently in operation have traditional operability principles, being based on mechanical and electrical techniques. As a result, their applicabilities are restricted when used in some type of environment. In addition, often their manufacturing costs may not be accessible due to the complexities required in their constructions and their sensitivities and resolutions may not be as great as needed.

The need for a sensor without the aforementioned restrictions boosted research in the area of optical sensing so that the use of optical fiber for measurements has been used for some years. Many limitations, costs and risks are considerably reduced with this technology. Among the wide range of available optical sensors, those who use interferometric interrogations often excel in this area because of their superior sensitivities and satisfactorily stable measurements. They also offer a variety of spectrum analysis techniques. However, one of the limitations of this type of sensor is related to its length. In general, fiber sensors commonly lack the ability to perform distributed measurements of liquid levels, for example, to lengths of a few tens of centimeters, accurately.

This dissertation proposes to investigate the viability of a liquid level sensor based on interferometric phenomena in optical fiber for measurements greater than 120 mm using a spectral analysis based on the use of the amplitude of the spectrum curves originated to the detriment of the interference phenomena. The main aspect to be addressed is the investigation of the feasibility of using the information of the variation of the amplitudes of these curves, already provided by the prospecting of existing interferometric sensors, as useful content to be analyzed in order to assert a valid relation between this variation of amplitude and the change of liquid level in a given container, characterizing the construction of a sensor.

It is also part of the scope of this dissertation to demonstrate how a simple analytic computational model using plane waves can, in this specific case, result in reliable predictions of measurements for sensors of different lengths.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Representação de dois raios de luz se propagando dentro de uma fibra ótica.	14
Figura 2 - Demonstração didática de grade de Bragg.....	20
Figura 3 - Esquema da união de ambas as fibras. Retirado de [21].....	22
Figura 4 - Ocorrência de picos e vales espectrais devido ao fenômeno de interferência para um sensor de 50 mm. Retirado de [23].....	24
Figura 5 - Análise espectral por deslocamento de pico em sensor de 120 mm. Retirado de [23].....	25
Figura 6 – Exemplo de esquemático baseado no interferômetro de Mach-Zehnder. Retirado de [25].....	26
Figura 7 - Exemplo de configuração baseada em Mach-Zehnder utilizando MMF e TF. Retirado de [24].	27
Figura 8 – Arranjo de fibra utilizando um desalinhamento axial para geração de modos na casca. a) Visão 3-D b) Visão longitudinal. c) Esquemático do sensor no experimento. Retirado de [23].	34
Figura 9 - Padrão interferométrico analítico inicial.....	36
Figura 10 - Espectro correspondente ao pico inicialmente centrado em 1541,05 nm em função do nível de água.....	38
Figura 11 - Comprimento de onda central do pico em análise em função do nível de líquido.....	39
Figura 12 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função do nível de líquido .	40
Figura 13 - Comprimento de onda central para o mesmo pico em função da temperatura	42
Figura 14 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função da temperatura	43
Figura 15 - Comprimento de onda central do mesmo pico em função do índice de refração do líquido.....	44
Figura 16 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função do índice de refração do meio	45
Figura 17 - Espectro obtido para cenário sem água, com comprimentos do sensor de 4 cm, 8 cm e 12 cm.....	46
Figura 18 - FSR em função do comprimento do sensor	47
Figura 19 - Sensibilidade do sensor para medição de nível de líquido em função de seu comprimento	48

Figura 20 - Proximidade de picos espectrais de acordo com o comprimento do sensor. Retirado de [23]	50
Figura 21 - Envoltória do espectro na ausência de líquido. Retirado de [35].	51
Figura 22 - Decaimento de amplitude explicitada de acordo com o nível de líquido	53
Figura 23 - Espectro teórico em função do comprimento de onda para vários níveis de perdas	55
Figura 24 - Pontos de picos e vales em um espectro de interferência qualquer	56
Figura 25 - Espectro de interferência inicial normalizado.....	58
Figura 26 - Estudo de linearidade do espectro de interferência para medição de nível de líquido.....	59
Figura 27 - Variação de amplitude para nível de até 4 cm	60
Figura 28 - Variação de amplitude para todas as medidas	61
Figura 29 - Relação entre a variação de amplitude e o nível de líquido.....	62

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Síntese dos resultados obtidos através da simulação.....	49
---	----

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BPM	Beam Propagation Method
FBG	Fiber Bragg Grating
FSR	Free Spectral Range
IMOC	International Microwave and Optoelectronics Conference
LPG	Long Period Grating
MMF	Multi-Mode Fiber
RIU	Refractive Index Unit
SMF	Single-Mode Fiber
STF	Standard Telecom Fiber
TF	Thinned Fiber
TFBG	Tilted Fiber Bragg Grating

LISTA DE SÍMBOLOS

n	Índice de refração
n_n	Índice de refração do núcleo
n_c	Índice de refração da casca
θ_i	Ângulo de incidência
θ_r	Ângulo de refração
θ_{crit}	Ângulo crítico
E	Campo vetorial elétrico
B	Densidade de fluxo magnético
H	Campo vetorial magnético
D	Densidade de fluxo elétrico
P	Polarização elétrica induzida
M	Polarização magnética induzida
r	Raio em coordenada esférica
ω	Frequência angular
χ	Suscetibilidade linear
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
β_0	Frequência angular espacial da luz no vácuo
ϵ_r	Permissividade elétrica em determinado meio de propagação
μ_r	Permeabilidade magnética em determinado meio de propagação
c	Velocidade da luz no vácuo
v	Velocidade da luz em determinado meio de propagação
λ_0	Comprimento de onda da luz no vácuo
λ	Comprimento de onda da luz em determinado meio de propagação
\vec{z}	Uma das direções que representa uma base para um sistema de coordenadas 3D
P	Modo de polarização da onda eletromagnética
m	Ordem da polarização da onda eletromagnética
β	Frequência angular espacial da luz em determinado meio de propagação
E_i	Campo elétrico existente em meio representado por índice i
β_i	Frequência angular espacial da luz em meio representado por índice i
z	Comprimento do sensor considerando sua extensão na direção \vec{z}

λ_i	Comprimento de onda da luz em meio representado por índice i
Δn_{eff}	Variação do índice de refração efetivo
A_i	Amplitude espectral máxima para o i -ésimo pico
E_R	Campo elétrico resultante
Δ_i	Diferença de amplitude espectral do i -ésimo pico para o i -ésimo vale
P_i	Valor espectral máximo do i -ésimo pico
V_i	Valor espectral mínimo do i -ésimo vale
k	Índice máximo de pico ou vale
Δ_M	Média final da diferença de amplitude espectral para k picos e vales
N_{max}	Número máximo de divisões do espectro
N	Número divisões do espectro
R^2	Coeficiente de determinação

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	12
1.1 Introdução a fibra ótica.....	12
1.2 Propagação em meios óticos	15
1.3 A fibra ótica como sensor.....	18
1.3.1 A diversidade de sensores óticos.....	19
1.3.2 Sensores óticos interferométricos.....	23
1.4 A proposta desta Dissertação.....	28
2 MODELO ANALÍTICO E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL.....	30
2.1 Índice de refração efetivo	30
2.2 Modelagem numérica	33
2.3 Resultados.....	37
2.3.1 Simulação de medição de Nível de Líquido.....	37
2.3.2 Simulação da medição de Temperatura.....	40
2.3.3 Simulação da medição do Índice de Refração do Líquido	43
2.3.4 Análise da variação do comprimento do sensor	46
3 PROPOSTA DE INTERROGAÇÃO	50
3.1 O problema da aferição por deslocamento espectral	50
3.2 A métrica proposta	52
3.2.1 Princípios básicos	52
3.2.2 Equacionamento	54
3.3 Resultados para a métrica proposta	57
4 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS.....	63
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	65

1 INTRODUÇÃO

Ao longo das últimas décadas o sensoriamento demonstrou imprescindível papel para todos os setores da sociedade, em especial para a engenharia, medicina, ciência e indústria, se tornando uma parte integrante e essencial de quase todos os processos da vida contemporânea.

Expansão da capacidade dos sensores significa evolução da compreensão de sistemas, ambientes, eventos e grandezas. Isso, na prática, representa melhoria da resposta dada a todos os tipos de processos envolvidos no sensoriamento. Dessa forma, o constante desenvolvimento dos dispositivos sensíveis permite o progresso de inúmeros fenômenos que deslumbram desde o diagnóstico de doenças até maximização de lucros.

Exposta a clara importância dos sensores fica evidente que a busca por melhores formas de construir e interrogar esses dispositivos é uma prioridade. Tal busca já resultou na descoberta não só de inúmeras maneiras de medição, mas também de diversos materiais utilizados para captação dos estímulos sensoriais. Uma das formas mais seguras e precisas atualmente existentes para realização desta tarefa é a utilização de fibra ótica.

1.1 Introdução a fibra ótica

Em 1842, J. Daniel Collodon e Jaques Babinet, ambos físicos, conseguiram provar que a luz podia ser redirecionada ao longo de um jato de água [1]. Isso mostrou ao mundo que a luz podia viajar em outras direções, além daquelas de sua fonte de origem.

A partir daí a continuidade de pesquisas na área levou, em 1854, um também físico, John Tyndall a dar um passo semelhante. Com um simples experimento que envolvia um cano e uma lanterna no interior de um recipiente opaco com água, foi provado que a luz podia realizar curvas. Conforme a água evadia do tanque através do cano, disposto na horizontal, Tyndall o iluminava. A medida que o recipiente era esvaziado, um arco de luz foi formado em seu exterior, seguindo a água que caía através do cano [1]. Foi uma evidente observação do fenômeno de reflexão total interna envolvendo a água e o ar.

A descoberta sobre o redirecionamento da luz permitiu que, em 1880, Alexander Graham Bell patenteasse um sistema de telefones óticos, o fotofone [1]. Entretanto, àquela época, sua invenção anterior, o telefone elétrico, mostrou-se mais refinado. Nesse mesmo ano, William Wheeler inventou um curioso sistema de luz e tubos, que possuíam um revestimento interno bastante reflexivo [1]. Tal arranjo permitia guiar a luz de uma lâmpada elétrica do porão até outros cômodos de uma casa.

Diversos avanços foram possíveis com a descoberta da possibilidade de se guiar a luz. Em 1888, os médicos Dr. Roth e Dr. Reuss, utilizaram vidro inclinado para levar a luz até cavidades de difícil acesso do corpo humano. Essa técnica foi bastante utilizada em cirurgia e odontologia [1]. Já em 1895, algo com princípio semelhante foi usado para transportar a luz em um, ainda não aprimorado, esquema de televisão [1].

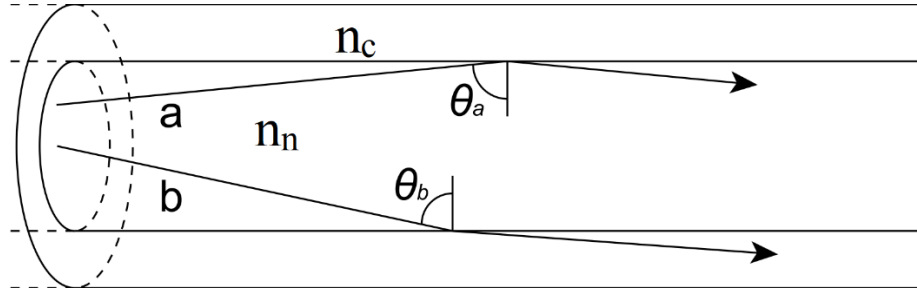
Ao longo dos anos foram contabilizadas várias contribuições na área da ótica, cada uma com sua relevância. Diversas patentes foram registradas tanto na década de 1920 quanto em 1930. Em 1940, ocorreram duas principais descobertas: a transmissão de sinais de luz através de quartzo ou barras de vidro, em 1945; e a transmissão de imagens através de fibra de vidro paralelas, em 1949 [1]. Foi em 1952, entretanto, que se marcou um grande avanço no campo da ótica.

Nesse ano, o físico indiano Narinder Singh Kapany começou a estudar sobre as singularidades no fenômeno de reflexão total interna. Ele buscava uma forma de aprisionar a luz no interior de determinado material reduzindo ao máximo a atenuação do sinal. Após adaptações e pesquisas pelos materiais ideais, em 1955, ele cria a expressão fibra ótica e patenteia a invenção.

O princípio básico de funcionamento da fibra ótica se baseia no aprisionamento da luz no interior de um guia constituído de, basicamente, núcleo e casca de forma que o índice de refração do núcleo é sempre maior que o da casca. A diferença entre os índices de refração aliada ao ângulo de incidência permite a ocorrência de sucessivas reflexões totais de forma a impedir que a luz escape do núcleo da fibra, fazendo com que ela seja conduzida até sua outra extremidade, tornando a fibra ótica um guia de onda [2].

Em termos físicos, pode-se equacionar o princípio básico da fibra ótica como se segue: considere a imagem a seguir.

Figura 1 - Representação de dois raios de luz se propagando dentro de uma fibra ótica.



Nela estão representados dois feixes de luz, “a” e “b” no interior de uma determinada fibra. Considerando que n_n é o índice de refração do núcleo, n_c o índice de refração da casca, θ_i o ângulo de incidência e θ_r o ângulo de refração em relação a normal com a superfície, escrevemos

$$n_n \sen\theta_i = n_c \sen\theta_r \quad (1)$$

Para obtenção da reflexão total, θ_i deve ser maior que o ângulo crítico, θ_{crit} , ocorrente quando o ângulo de refração é 90° . Assim, escreve-se

$$n_n \sen\theta_i = n_c \sen90^\circ$$

$$\sen\theta_{crit} = \frac{n_c}{n_n}$$

$$\theta_{crit} = \arcsen\left(\frac{n_c}{n_n}\right) \quad (2)$$

Dessa forma, ocorrerá o fenômeno de reflexão total para todos os raios que possuam $\theta_i > \theta_{crit}$, sendo perdidos apenas os que não seguem esta inequação.

A fibra ótica expandiu o horizonte da comunicação moderna a níveis jamais vistos anteriormente. Graças a seu principal componente construtivo, por exemplo, a sílica, consegue-se obter baixa taxa de atenuação e elevadíssimo alcance do sinal transmitido. Juntamente com isso, une-se a altíssima velocidade da onda eletromagnética, que proporciona baixa latência, e altas taxas de transmissão de bits (da ordem de até 10^{10} bits/s) mesmo em meio físico. Além disso, a imunidade à interferência eletromagnética e implementação segura expandem os locais onde este guia de onda pode ser utilizado. O horizonte de benefícios da fibra ótica é extenso e seu custo é, de maneira geral, consideravelmente baixo.

Como já dito, tais qualidades foram reconhecidas e apreciadas por toda sociedade ao redor do mundo, acarretando o grande uso da fibra ótica aos mais diferentes tipos de ambientes atuais. Hoje em dia são muito utilizadas para transmissão de informação, como em rede de telefonia, internet e forças armadas. Entretanto, seu uso vasto na medicina, indústria e em diversas outras áreas deve-se a sua excelente operabilidade como sensores, objeto de estudo desta dissertação.

1.2 Propagação em meios óticos

Como em todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação da luz em meios óticos é governada pelas Equações de Maxwell. Sendo assim, para um meio não condutor, ausente de cargas livres, as equações tomam a forma, [2],

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

onde o negrito é uma notação representativa de campos vetoriais, sendo \mathbf{E} e \mathbf{H} os campos vetoriais elétricos e magnéticos, respectivamente, e \mathbf{D} e \mathbf{B} as densidades de fluxos

correspondentes. A variável t representa o tempo, sendo único a todas as variáveis. A relação entre as densidades e os campos vetoriais é como segue, [2],

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (8)$$

onde ϵ_0 e μ_0 são, nesta ordem, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética, ambas no vácuo. \mathbf{P} e \mathbf{M} representam a polarização elétrica e magnética induzidas, respectivamente. Ao se tratar de fibras óticas de sílica, o guia é não magnetizado devido as propriedades do material, isso leva a $\mathbf{M} = \mathbf{0}$.

A avaliação de \mathbf{P} requer uma aproximação em sistema mecânico-quântico, [2], entretanto, por mais que tal aproximação seja essencial quando a frequência ótica é próxima à frequência de ressonância do meio, é dispensável para condições onde ambas frequências são bem distintas. Nas condições de ausência de ressonância, pode-se encontrar uma relação fenomenológica entre \mathbf{P} e \mathbf{E} . Essa relação pode ser usada em meios óticos em faixas de comprimento de onda de 0,5 a 0,2 μm , [2], regiões de baixa perda de luz, algo interessante quando se trabalha com fibra ótica.

De maneira geral, a relação entre \mathbf{P} e \mathbf{E} pode não ser linear. Apesar dessa possibilidade, a título de simplicidade, optou-se por desconsiderá-la; uma vez que efeitos não lineares aparecem, normalmente, apenas quando há grande densidade de potência, [2]. Por conseguinte, \mathbf{P} se relaciona com \mathbf{E} de forma

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\mathbf{r}, t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt', \quad (9)$$

para \mathbf{r} representando o raio em coordenadas esféricas. Usualmente, a suscetibilidade linear, χ , é uma função de segunda ordem, todavia, em um meio isotrópico como a sílica, χ é reduzido a um escalar. O atraso presente na equação (9) é natural da resposta temporal, [2]. Variações na forma do núcleo não são consideradas, desprezando-se, conseqüentemente, efeitos birrefringentes.

As equações (3-9) propiciam um formalismo geral para o estudo da propagação em fibras óticas. Na prática, é mais conveniente utilizar uma única variável de campo \mathbf{E} . O arranjo apropriado das equações (3), (5), (7) e (8) permite a obtenção da equação

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (10)$$

Introduzindo a transformada de Fourier para o campo $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, obtém-se

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{j\omega t} dt. \quad (11)$$

De forma semelhante ao que foi feito para $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ e usando a equação (9), pode-se reescrever (10) no domínio da frequência, de forma a encontrar

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} \quad (12)$$

onde a constante dielétrica, ϵ , é dependente da frequência e definida como

$$\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = 1 + \tilde{\chi}(\mathbf{r}, \omega), \quad (13)$$

para $\tilde{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$ a transformada de Fourier de $\chi(\mathbf{r}, t)$. Em geral, $\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \in \mathbb{C}$. Sua parte real e imaginária estão relacionadas com o índice de refração e com o coeficiente de absorção, α . Contudo, devido às baixas perdas nas fibras de sílica, pode-se considerar ϵ puramente real, [2]. Além disso, dado que o índice de refração, n , é independente da coordenada \mathbf{r} , de forma que $n = n(\omega)$, tanto no núcleo quanto na casca, pode-se utilizar a identidade

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} \equiv \nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}) - \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} = -\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}, \quad (14)$$

onde usa-se a equação (5) juntamente com a relação $\tilde{\mathbf{D}} = \epsilon \tilde{\mathbf{E}}$ para afirmar que $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0$. A equação (14) é válida desde que as variações ocorram em escalas de comprimento muito

maiores que os comprimentos de onda. Indo adiante, através de (10) e de (14), pode-se escrever, por fim

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \beta_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (15)$$

sendo β_0 o número de onda, ou frequência angular espacial. A solução da equação (15) fornece os modos de propagação. Um modo ótico se refere a solução específica da equação de onda (15) que satisfaz as condições de contorno apropriadas e possui a propriedade na qual sua distribuição espacial não muda com sua propagação, [2]. Solucionar a equação (15) traz o entendimento do comportamento da luz no interior de uma fibra ótica.

O processo de solução de (15) é algebricamente extenso e sua solução precisa é encontrada com base em métodos numéricos e simulações computacionais. Dependendo das variáveis pertencentes ao processo, o tempo de resolução pode ser consideravelmente ampliado, demandando um certo esforço computacional. Do ponto de vista de sensores, seria interessante algo mais simples, focado exclusivamente no que se deseja medir.

1.3 A fibra ótica como sensor

Assim como para transmissão de dados, a capacidade sensorial da fibra ótica trouxe grandes avanços para o mundo contemporâneo. Devido às inúmeras vantagens já mencionadas, os sensores de fibra ótica têm sido amplamente usados na última década. Na indústria, por exemplo, o fator segurança operacional aliado ao baixo custo é de grande relevância, enquanto que, na medicina, o foco principal é a precisão. A vantagem é que, com esses dispositivos, todos os benefícios podem estar disponíveis simultaneamente.

Destaca-se que esta forma de sensoriamento é intrinsecamente segura, afinal, não é feito o uso de corrente elétrica para se obter a coleta de dados. O risco de fagulhas, que poderiam resultar em um incêndio, é reduzido de forma considerável. Isso propicia uma operação, acima de tudo, com baixos índices de riscos, expandindo o horizonte de onde estes sensores podem ser empregados.

Em um universo com inúmeras grandezas a serem aferidas, os sensores óticos avultam-se ao realizar medições de nível de líquido, [3-5], temperatura, [6], índice de refração, [7], força, [8], deslocamento, [9], e umidade, [10], apresentando sensibilidades quase sempre superiores aos demais, além de possuírem todos os benefícios da fibra ótica. Atualmente esses parâmetros físicos são rotineiramente medidos por tal tecnologia.

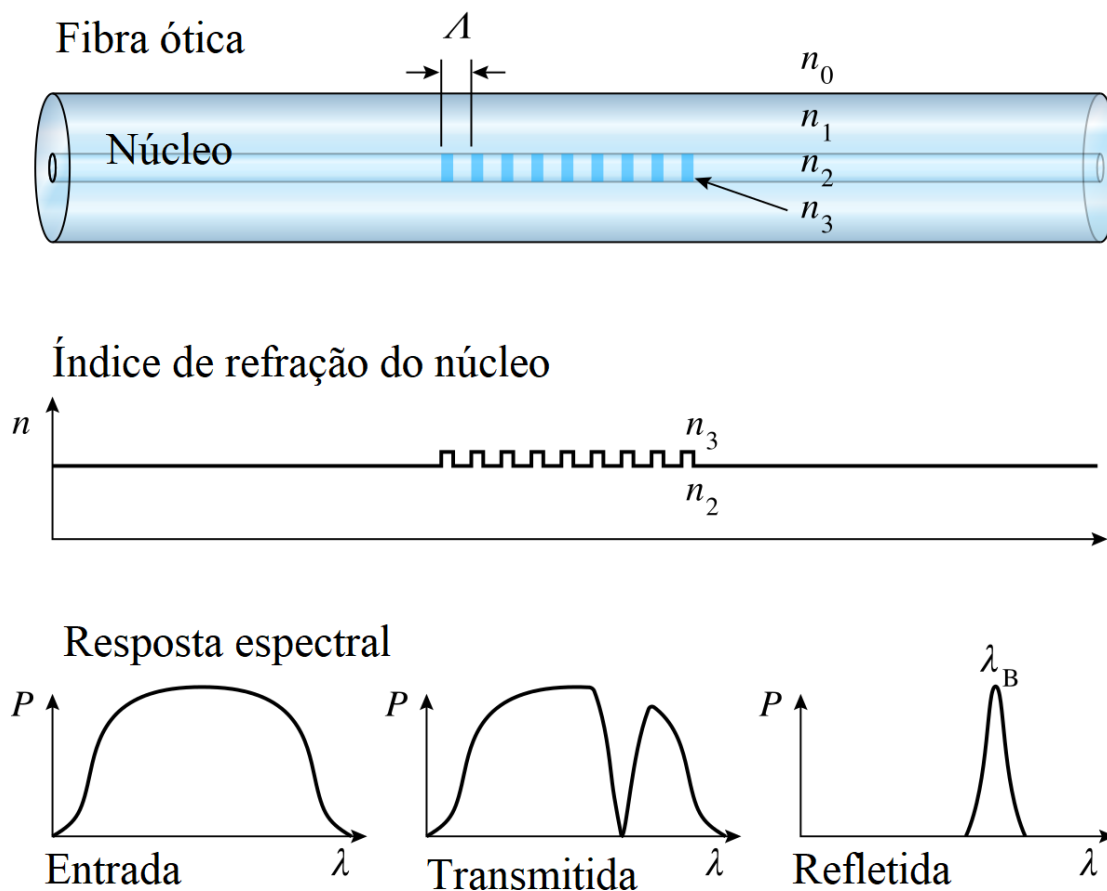
1.3.1 A diversidade de sensores óticos

Para viabilizar determinado sensor ótico, sua técnica de construção associada à sua forma de interrogação deve ser determinada de acordo com as grandezas a serem medidas. A partir daí inicia-se a busca pela otimização do dispositivo. Destaca-se, porém, que sensores com características distintas podem ser usados para as mesmas medições, cada um com sua precisão e resultados específicos. Sendo assim, é notável a existência de diversos tipos de sensores óticos, cada um com sua vantagem e desvantagem.

Alguns dos tipos de sensores muito utilizados são os que empregam a técnica de Grade de Bragg, FBG, (*Fiber Bragg Grating*). Estes sensores são constituídos, substancialmente, de uma microestrutura com o comprimento típico de poucos milímetros inserida no núcleo das fibras óticas.

A inserção de mencionada microestrutura dá-se, de maneira geral, por meio de impressão luminosa na fibra ótica, [11]. Ilumina-se transversalmente o guia de onda desejado com laser UV. Por conseguinte, através da utilização de algum método para permitir a criação de um padrão de interferência no interior no núcleo, induz-se uma mudança física, espacial, periódica e permanente nas características da sílica. Tal alteração resulta em uma mudança também periódica no índice de refração do núcleo, criando uma estrutura ressonante que irá atuar como um refletor de determinadas frequências, isto é, um filtro. A ilustração desse processo é encontrada na Figura 2.

Figura 2 - Demonstração didática de grade de Bragg.



Uma das grandes vantagens deste tipo de sensor é a resistência a altas temperaturas. Dependendo do material no qual é incorporado, esses dispositivos podem ser usados de forma agregada em materiais como polímeros, epóxi e grafite, integrando-se muito bem com suas matrizes de composição, atuando como sensor quasi-distribuídos, [12].

Sua atuação como sensor se baseia na inserção da fibra no ambiente de medição de forma a permitir que o meio externo faça alterações nas propriedades do material que, por sua vez, influenciarão no comprimento de onda refletido pela microestrutura, denominado comprimento de onda de Bragg.

A exemplo da medição de temperatura, o fator principal para a alteração no comprimento de onda de Bragg é a variação do índice de refração da sílica. Une-se a isso a deformação provocada pela variação da temperatura que altera a distância periódica da microestrutura, resultando em um período diferente e, consequentemente, na alteração no comprimento de onda

refletido do espectro. Dessa forma, através da análise espectral da luz que atinge a outra extremidade da fibra, consegue-se correlacionar o espectro com a temperatura, criando-se o sensor. Medições exclusivas de deformação também são bastante realizadas com esses tipos de sensores.

Diante desses conhecimentos, diversos estudos foram realizados, decorrendo em vários sensores com resultados distintos. Através de auxílios de um interferômetro de Mach-Zehnder assimétrico, por exemplo, foi possível realizar medições de variações de temperatura de menos de $0,05^{\circ}\text{C}$, que corresponderam a um deslocamento espectral de 6×10^{-4} nm, aproximadamente 0,5% da banda total disponível [12], permitindo um alcance de medição de até 60°C de variação de temperatura. Nota-se a alta resolução obtida pelo sensor auxiliado pelo interferômetro de Mach-Zehnder.

Outros sensores focam na pluralidade de grandezas para medição. Um sensor híbrido que é construído parte por FBG e parte por sensor de grade de período longo, LPG (*Long Period Grating*), [13], quando em sua medição otimizada, conseguiu alcançar uma resolução de $0,5^{\circ}\text{C}$, dez vezes menor que o sensor já aludido, [12]. Entretanto, o mesmo dispositivo obteve também uma medição de tensão.

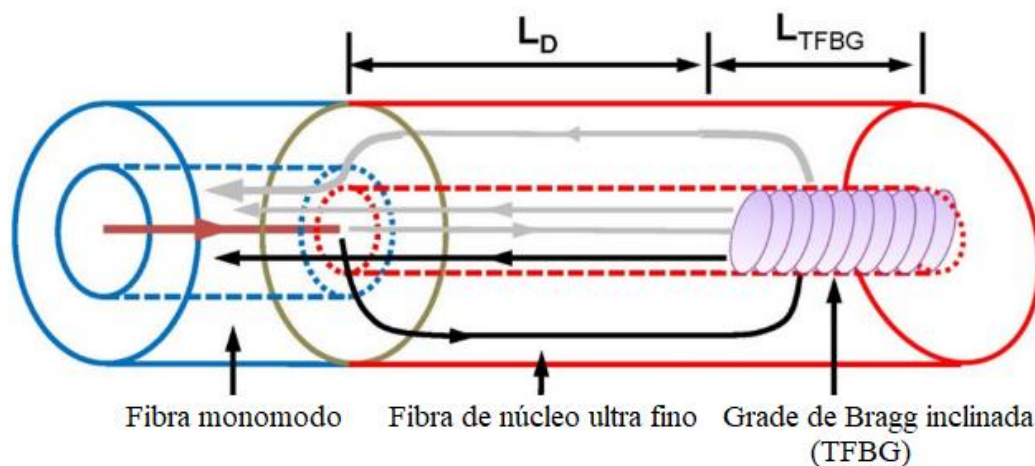
Já no âmbito da medição de nível de líquidos, é necessário encontrar uma maneira de tornar a luz viajante na fibra sensível ao meio externo. Diversos sensores baseados em grade de fibra foram propostos e demonstrados com esse intuito, [14-20], sendo alguns deles sensores FBG, [14,15].

Esses sensores utilizam a exposição ao meio para permitir a dissipação de potência e então comparar a potência de entrada e a de saída. Isso é possível devido a alteração do índice de refração do meio externo, evento ocorrente à medida que o meio é acrescido de líquido de forma a se aproximar cada vez mais do índice de refração da casca. A partir daí, podem ser utilizadas variadas técnicas para mover feixes luminosos do núcleo para a casca de maneira a expô-los ao meio. Em seguida, mede-se a potência de saída total, provida de ambos caminhos. Quanto maior o índice de refração externo, maior serão os raios perdidos e menor a potência final.

Para conseguir encontrar a condição apta à medição, inúmeros procedimentos podem ser empregados, cada um com uma característica específica. Uma técnica para exposição utilizada foi o emprego de ácido hidrófluídrico [14], propiciando a corrosão da camada de proteção da fibra, tornando-a exposta ao meio. Apesar de tornar o sensor frágil, foram obtidas sensibilidades de 2.56 dB/mm, um bom valor para interrogação por potência em um sensor de 24 mm. A comparação da potência ao início da medição com a potência ao final resultou em uma discrepância total de 32 dB.

Para contornar a questão da fragilidade, outras formas de construção foram sugeridas, como a utilização de uma grade de Bragg inclinada, ou TFBG (*Tilted Fiber Bragg Grating*), em uma fibra de núcleo estreito em conjunto com uma fibra monomodo sem camada de proteção [21], que permite a reflexão de feixes do núcleo para a casca. A figura a seguir traz o esquema descrito para dispersão da luz.

Figura 3 - Esquema da união de ambas as fibras. Retirado de [21].



Esse método de interrogação por potência trouxe sensibilidades de 0,51 dB/mm para nível de líquido e foi capaz de medir com essa precisão uma coluna de 65 mm de água. Não obstante, foram aferidas informações de índice de refração do meio, que se iniciou em 1,333 e se estendeu até 1,42 com uma sensibilidade de -14.2 dB/RIU, e a partir daí até 1,467 com sensibilidade de -60.9 dB/RIU, onde RIU representa uma unidade de índice de refração (*Refractive Index Unit*). Com este mesmo sensor variou-se a temperatura no líquido de 25°C até 75°C , porém a variação de potência obtida não foi expressiva e resultou em uma medição de baixa precisão.

Ainda que funcionais, sensores que utilizam interrogação por potência podem não ser tão práticos de se interpretar. Para seu funcionamento correto é necessário um laser de potência constante uma vez que, para um sensor de alta precisão, uma menor variação de potência por conta do laser pode significar grande inexactidão no resultado final. A elucidação desse problema envolve o emprego de mais sensores idênticos para viabilizar a correlação de dados ou sistemas de realimentação de potência. Só então ter-se-ia algo mais acurado e insuspeito. Prover essa solução, contudo, pode não ser funcional. Cria-se aí a necessidade de diferentes formas para interrogar sensores óticos.

1.3.2 Sensores óticos interferométricos

Adentrando a diversidade de tipos e técnicas sensoriais, as técnicas interferométricas são particularmente interessantes, uma vez que permitem sensibilidades consideravelmente superiores àquelas que podem ser obtidas através do uso de grade de Bragg. Ademais, seu sistema de interrogação baseado na análise do espectro do sinal é regularmente mais estável e confiável que sensores sondados por potência.

A título de exemplo, pode-se citar que a descoberta de ondas gravitacionais, um evento de grande relevância para a Física, foi conseguido devido à alta sensibilidade das técnicas interferométricas. Em 14 de setembro de 2015, dois detectores do Observatório de Ondas Gravitacionais por Interferômetro a Laser (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) foram capazes de detectar simultaneamente um sinal de onda gravitacional transitória [22]. A ordem de amplitude de pico da onda de tensão gravitacional foi de 10^{-21} , enaltecendo a alta sensibilidade mencionada no parágrafo anterior.

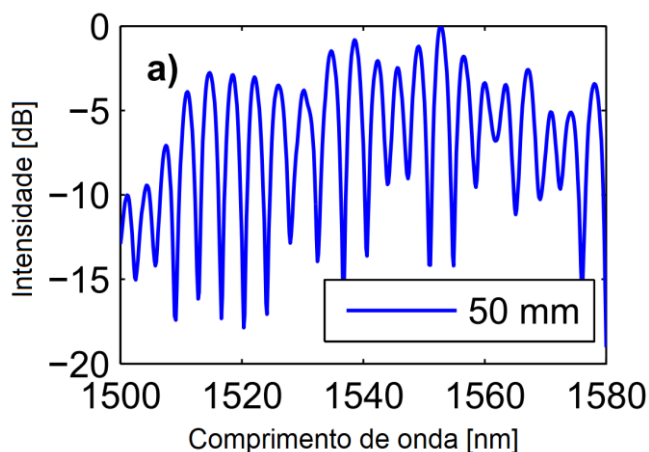
O experimento gravitacional descrito utilizou como guia de onda tubos de vácuo de comprimentos quilométricos. Este documento, entretanto, focar-se-á em sensores que se utilizam de fibra ótica como meio de propagação, com tamanhos de ordem bastante inferior.

O princípio de funcionamento de uma interrogação interferométrica em sensores construídos em fibra baseia-se, como o nome diz, na interferência de feixes luminosos que se propagam no interior da fibra ótica. A ideia aqui é mesma já exposta anteriormente: fornecer à luz dois caminhos, sendo um com influência do meio externo e outro não. A exposição ao meio induz

uma variação da velocidade de fase no raio que se propaga na casca. Dessa forma, na extremidade receptora do sinal luminoso, combina-se os feixes que viajavam por caminhos distintos obtendo um sinal de interferência. Pode-se então analisar o comportamento do novo espectro gerado em decorrência da influência do meio externo em um dos caminhos.

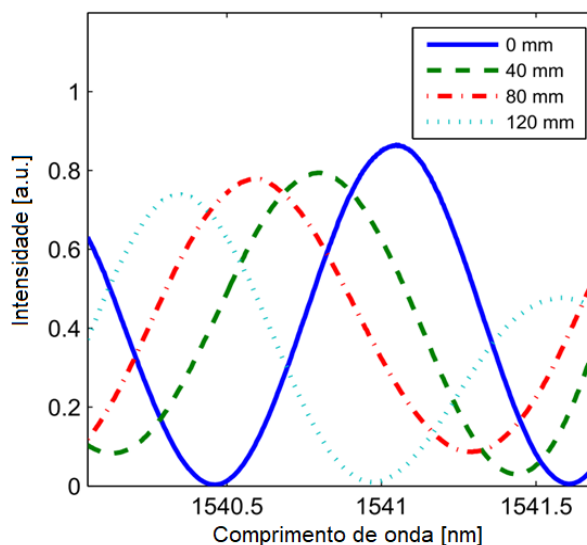
A aplicabilidade básica dessa análise espectral fundamenta-se no fato de que, na recuperação do sinal, ambos os feixes de luz, na casca e no núcleo, são combinados. Parte das frequências envolvidas são sobrepostas, ocasionando uma interferência construtiva, e parte anuladas, acarretando uma interferência destrutiva. Em decorrência dessa soma de amplitudes, cada uma em sua frequência, o espectro interferométrico do sinal recuperado é constituído de picos e vales como mostra a Figura 4 a seguir, retirada da medição de um sensor de 50 mm [23].

Figura 4 - Ocorrência de picos e vales espectrais devido ao fenômeno de interferência para um sensor de 50 mm. Retirado de [23].



Um exemplo de método utilizado para a inquirir as informações espectrais obtidas pelo sensor é baseado no deslocamento de um pico espectral. Esta técnica envolve a análise da variação da posição do pico, dada em comprimento de onda, em relação a outra determinada grandeza. A Figura 5 ilustra este processo para a medição de nível de líquido. Essas informações são posteriormente relacionadas com as grandezas desejáveis à medição.

Figura 5 - Análise espectral por deslocamento de pico em sensor de 120 mm. Retirado de [23].



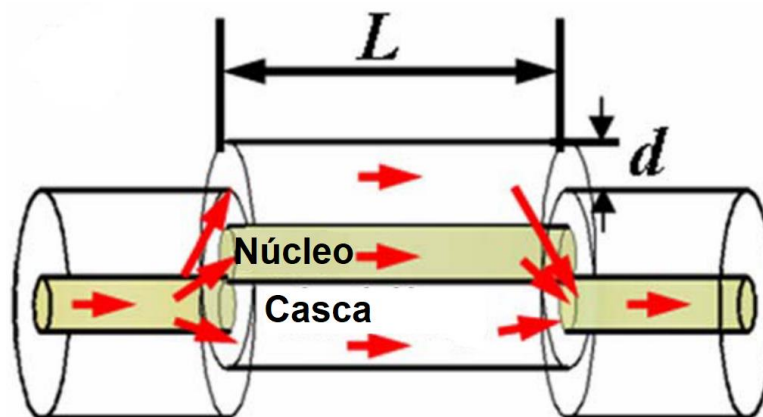
Perceba que, na Figura 5, a medida que o recipiente é abastecido com líquido, o mesmo pico espectral se desloca para esquerda, isto é, ocorre uma redução em seu comprimento de onda central.

Inúmeros sensores óticos interferométricos já foram publicados, principalmente consistidos de interferômetros de Mach-Zehnder [24], [25], [26], ou Michelson [25], [27]. Através de análise de variação do comprimento de onda, foi possível obter, com o interferômetro de Michelson, um sensor de temperatura em miniatura com sensibilidade de 89,0 pm/°C e resolução de 0,25°C, para o comprimento total de 0,9 mm [27].

Outro sensor baseado no mesmo interferômetro e sistema de interrogação, porém com princípios de funcionamento diferentes, conseguiu aferir temperatura a uma sensibilidade 61,26 pm/°C, sendo também capaz de medir 40 mm de coluna de água com sensibilidade de 49,8 pm/mm [28]. Além disso, o mesmo sensor realiza medições de deslocamento com sensibilidade de 1018,6 pm/mm.

Sensores com estrutura baseada no interferômetro de Mach-Zehnder utilizam-se de maneiras diferentes para tornar o próprio sensor um interferômetro. Em um sensor de deslocamento, por exemplo, [25], pode-se adicionar um *offset* na parte central de um dos três segmentos de fibra monomodo, SMF, (*Single-Mode Fiber*) que compõem o sensor. Este procedimento é ilustrado adiante.

Figura 6 – Exemplo de esquemático baseado no interferômetro de Mach-Zehnder. Retirado de [25].

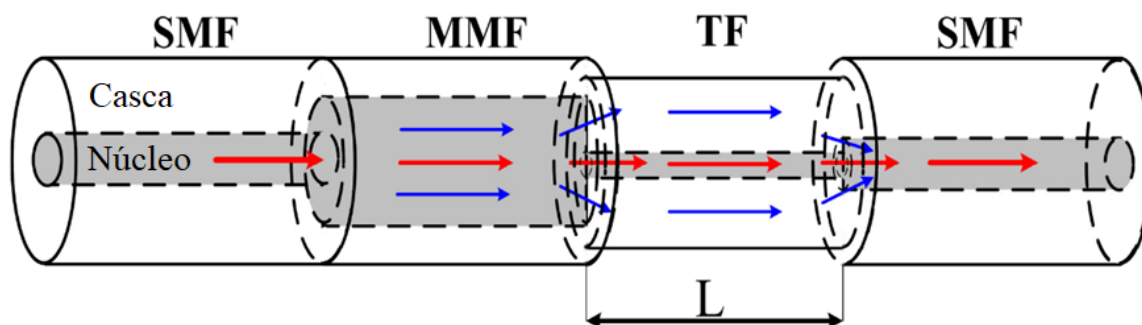


O princípio operacional dessa configuração fundamenta-se no fato de que, quando a luz viajante no núcleo se propaga à primeira interface da fibra central, onde é presente um desalinhamento, parte dela direciona-se a casca. Após ambos os feixes se propagarem por todo segmento central da fibra, são parcialmente recuperados e recombinaos no núcleo do segmento a direita. A diferença de fase dos raios se propagando na casca e núcleo geram o padrão de interferência ao se recombinarem. A interrogação espectral deste padrão interferométrico propicia a obtenção dos resultados do sensor. Uma vez que o dispositivo é colocado entre dois objetos que se aproximam, o sensor é curvado fazendo com que feixes da parte central da fibra que viajam na casca escapem ao meio. Este evento influenciará no espectro final, tendo como um dos efeitos seu deslocamento, permitindo a realização das medições.

Com essa técnica de construção e interrogação foram obtidas, para certos casos experimentais, sensibilidades de $0,835 \text{ nm}/\mu\text{m}$ para deslocamentos de $350\mu\text{m}$ e $0,227 \text{ nm}/\mu\text{m}$ quando o deslocamento era de 1 mm .

Um método semelhante foi usado para composição de um sensor de medições múltiplas, apto a medir nível de líquido, índice de refração, temperatura e tensão, [24]. Neste caso foi utilizado um arranjo de duas fibras SMF separadas por uma fibra multimodo, MMF (*Multi-Mode Fiber*), unido a uma fibra de núcleo estreito, TF (*Thinned Fiber*). A imagem a seguir mostra o diagrama esquemático do sensor.

Figura 7 - Exemplo de configuração baseada em Mach-Zehnder utilizando MMF e TF. Retirado de [24].



Assim como no caso anterior, a operabilidade desse sensor se baseia no envio da luz, inicialmente direcionada ao núcleo, à casca de uma fibra para exposição e influência ao meio externo. A estratégia utilizada aqui, todavia, é diferente. Para forçar a luz até a casca, utilizou-se uma TF, que, por possuir diâmetro de núcleo inferior, acaba não possibilitando a passagem de todos os raios vindos de um núcleo de maior diâmetro. Perceba, porém, que a fibra de núcleo estreito já possui diâmetros inferiores à fibra monomodo, sendo talvez não necessário a existência de uma fibra multimodo entre esses dois guias de onda. Entretanto, o espalhamento espacial provocado pela passagem da SMF para MMF permite que uma maior quantidade de feixes luminosos adentre a casca da TF, de modo a viabilizar maior exposição ao meio medido. Uma vez expostos, os raios de luz do núcleo e da casca são recombinados no núcleo de uma fibra monomodo e o padrão espectral interferométrico é analisado.

Da mesma maneira que o sensor anteriormente exposto, [25], a interrogação foi baseada no deslocamento de espectro causado pela diferença de fase nos feixes que se propagam na casca. O sensor em questão, [24], possui um comprimento de 9 mm e foi capaz de obter sensibilidades de 175,8 pm/mm para nível de líquido. Na medição de índice de refração, foi alcançado o valor de 25,29 nm/RIU enquanto que, para temperatura, a precisão foi de 0,0615 nm/°C. O aferimento da tensão também obteve boa sensibilidade.

Apesar da alta sensibilidade em medições de temperatura, [27], deslocamento, [25], índice de refração, [24], e nível de líquido, [28], já terem sido obtidas, [23], a maioria desses sensores não são capazes de realizar medições de nível de líquido para profundidades superiores a 40 mm. Para estender essas profundidades, pode-se utilizar fibras de grade de Bragg de período longo ou grade de Bragg inclinada, como já exposto na subseção anterior, [21], onde foi realizada a medição de nível de até 65 mm.

A medição de profundidades extensas pode ser feita com a utilização de técnicas interferométricas. Entretanto, na maioria dos casos, ao custo de uma maior complexidade na fabricação. A título de exemplo, comprimentos de 140 mm, [29], e 200 mm, [30], foram aferidos com sucesso para medições de nível de líquido usando uma combinação de diferentes interfaces de fibra. No entanto, é incerto como tais arranjos complexos respondem a variações de índice de refração e de temperatura. Uma situação semelhante pode ser encontrada em estudos onde um sensor de 120 mm foi construído usando uma combinação de fibra monomodo e fibra sem núcleo com uma fina camada de ouro ao fim de sua extensão, agindo como um espelho, [31]. Este esquema possui como desvantagem, além da complexidade, a ausência de dados referentes a variações de temperatura.

A alternativa para solucionar esse problema propiciou o surgimento do sensor já publicado utilizado como modelo neste projeto de pesquisa: um sensor interferométrico para medição de múltiplos parâmetros baseado em fibra deslocada axialmente de diâmetro de núcleo reduzido, de comprimento de 120 mm, [23].

1.4 A proposta desta Dissertação

Baseado nas informações presentes até aqui, este trabalho possui como objetivo desenvolver um modelo computacional para tipos específicos de sensores que possibilitará a análise analítica e validação experimental de um eventual sensor desejado, permitindo aproximar, através de simulações, o quanto variações externas em temperatura, índice de refração e nível de líquido causam mudanças no índice de refração efetivo da casca. Ademais, pode-se realizar aproximações a respeito de algumas características referentes a sensores de comprimento inferior sem a necessidade de construí-los, [32]. Como já mencionado, a construção do modelo e resultados expostos aqui assentam-se no estudo de um sensor já construído de 120 mm, [23], bem como das informações obtidas de seus resultados.

Faz ainda parte do objetivo desta pesquisa desenvolver um modelo computacional genérico, baseado no já publicado sensor de ângulo, [33], e demonstrar sua aplicabilidade para interrogação de dados do sensor de 120 mm já mencionado, [23]. Fundamentar-se-á essa investigação na análise espectral que se apoia na da diferença média de amplitude entre os vários picos e vales das curvas de espectro originadas e não apenas no comprimento de onda

central de um único pico. Objetiva-se aqui, tentar permitir a ampliação do comprimento do sensor de nível.

2 MODELO ANALÍTICO E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

Este capítulo apresenta o uso de uma descrição analítica feita para permitir a realização de simulações de um tipo específico de sensores através de um simples modelo base. Esse modelo foi calibrado e validado experimentalmente através do sensor ótico multi-parâmetro publicado em [23].

2.1 Índice de refração efetivo

O índice de refração de um meio considerado homogêneo pode ser visto como a medida do atraso da luz para percorrer determinada distância quando comparada à velocidade da luz no vácuo. No caso do índice de refração efetivo, porém, trata-se da medida global desse atraso, levando em consideração todo o entorno do guia de onda, bem como suas pequenas características de não homogeneidade.

Para o caso de sensores, sabe-se que a luz viajante na casca é exposta ao meio externo de forma a causar, intencionalmente, influência em sua propagação. Do ponto de vista da luz, é como se a casca fosse um novo núcleo, enquanto que o meio externo passa a atuar como nova casca. Tal mudança altera o comportamento da luz, que passa a agir como se a casca real possuísse um índice de refração diferente do empírico para o determinado material. Essa variação no índice de refração, surgida da influência externa, refere-se especificamente à variação do índice de refração efetivo, Δn_{eff} .

É sabido que o índice de refração de um material, n , é calculado através da razão entre a velocidade da luz no vácuo, c , e a velocidade de propagação da onda em determinado meio, v , a determinada frequência angular ω e para cada localização \mathbf{r} . Escreve-se então:

$$n = \frac{c}{v} \quad (16)$$

Expandindo-se a equação para termos de $\omega, \epsilon_r, \mu_r$ obtemos:

$$n = \frac{\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}}{\frac{1}{\sqrt{\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \mu(\mathbf{r}, \omega)}}} = \frac{\sqrt{\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \mu(\mathbf{r}, \omega)}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cong \sqrt{\epsilon_r(\omega) \mu_r(\omega)} \quad (17)$$

Sendo ϵ_r e μ_r a permissividade elétrica e permeabilidade magnética do meio de propagação, respectivamente, enquanto ϵ_0 e μ_0 seguem o já aludido em 1.2, representando, nesta ordem, as mesmas grandezas porém para propagação no vácuo. A simplificação ocorrente em (17) é passível de ser realizada uma vez que, de maneira geral, considera-se a fibra um meio homogêneo para este objeto de estudo, podendo-se considerar as grandezas independentes do raio vetorial \mathbf{r} .

Expressa-se, porém, que, na enorme maioria dos casos, a permeabilidade magnética nas mídias óticas é a mesma que a do espaço livre, de forma a se obter $\mu_r = 1$. Isso indica que em casos gerais

$$n \cong \sqrt{\epsilon_r(\omega)} \quad (18)$$

A equação (18) deixa evidente que, dada uma mesma frequência, o índice de refração de determinado meio depende exclusivamente de seu meio de propagação. Esta afirmação, não obstante, não é válida para o índice de refração efetivo. Ele está ligado também a ideia dos modos de condução em determinado guia de onda.

Sabe-se que qualquer cálculo de índice de refração pode ser descrito pela razão entre velocidades, comprimentos de onda, frequência, ou frequência angular espacial entre a luz no vácuo e no material onde se propaga. Baseado nisso, escreve-se para o índice de refração

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0 2\pi\omega}{\lambda 2\pi\omega} = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\frac{2\pi}{\beta_0}}{\frac{2\pi}{\beta}} = \frac{\beta}{\beta_0} \quad (19)$$

Sendo λ_0 o comprimento de onda da luz, à frequência ω , no vácuo e λ o comprimento de onda sob a mesma frequência em determinado meio. Como já mencionado em 1.2, β_0 e β

representam a frequência angular espacial no vácuo e no meio especificado, respectivamente, e são definidos pela equação a seguir.

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (20)$$

Entretanto, ao se reescrever a equação (19) para o índice de refração efetivo, deve-se levar em conta a polarização e o modo de condução. Isso é exigido uma vez que esse índice fornece a razão entre a velocidade da luz no vácuo e a velocidade de fase de um modo de condução à determinada polarização e direção. Considere \vec{z} o sentido de propagação de uma determinada onda. Dessa forma, encontramos

$$n_{eff} = \frac{c}{v_{\vec{z}_{Pm}}} = \frac{\lambda_0 2\pi\omega}{\lambda_{\vec{z}_{Pm}} 2\pi\omega} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\vec{z}_{Pm}}} = \frac{\frac{2\pi}{\beta_0}}{\frac{2\pi}{\beta_{Pm}}} = \frac{\beta_{Pm}}{\beta_0} \quad (21)$$

onde P é a polarização da onda e m é a ordem do modo de determinada polarização P .

Para a equação (19), o cálculo do índice de refração pode ser facilmente realizado, posto que β_0 é conhecido e β pode ser descoberto baseando-se na estrutura do guia de onda. Contudo, ao adentrar-se à resolução da equação (21) para deslindar o valor do índice de refração efetivo, é necessário descobrir o valor exato de β_{Pm} .

Uma vez que β_{Pm} é dependente dos modos de condução, retorna-se à equação (15), sendo fundamental conhecer exatamente o comportamento da luz no interior do guia de onda. Isso envolve conhecer todo o perfil de índice de refração de cada porção do guia de onda, bem como de tudo aquilo em seu entorno que pode influenciá-lo. De posse dessas informações, usa-se as Equações de Maxwell e as condições de contorno de determinado caso para resolver as denominadas equações características. Porém, como aqui lida-se com sensores, o entorno do guia de onda é o objeto de estudo, algo que se deseja conhecer. Sendo assim, é improvável que hajam informações suficientes que permitam o cálculo apropriado de β_{Pm} desta maneira. Nota-se aí que uma forma simplificada da obtenção do índice de refração efetivo, mesmo para o caso de propagação de onda plana, é bem-vinda.

2.2 Modelagem numérica

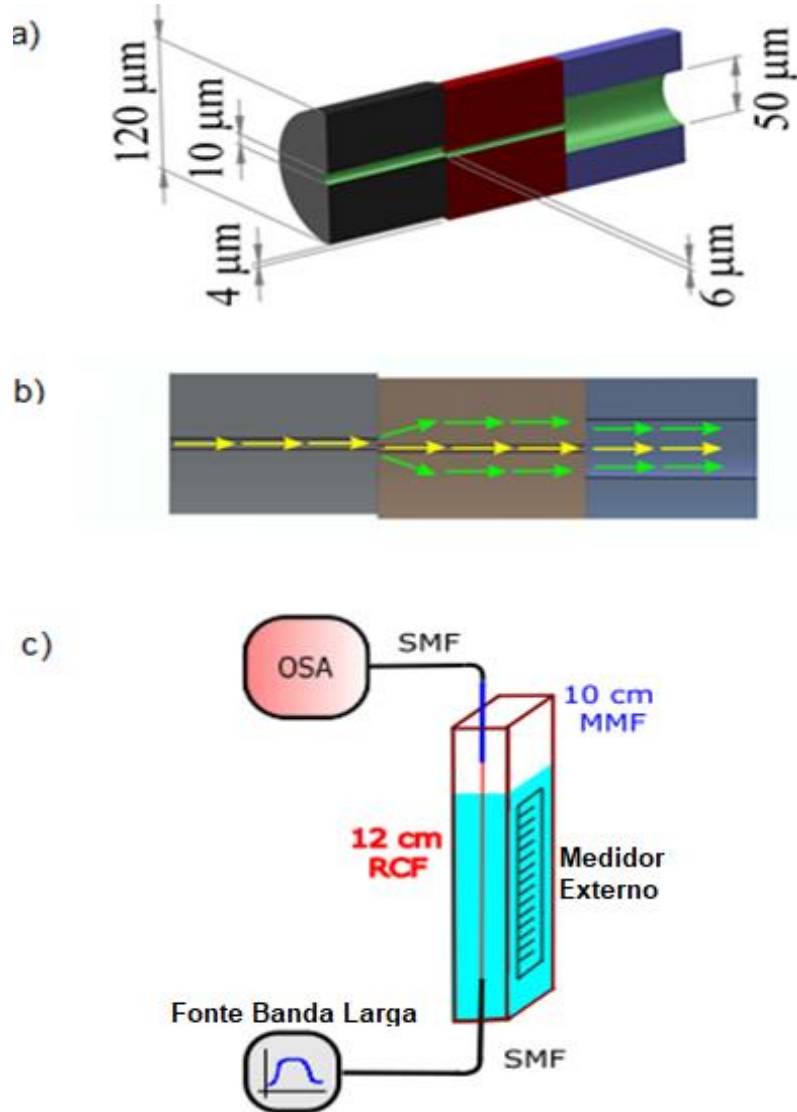
Como já evidenciado neste trabalho, diversos sensores interferométricos utilizam-se de técnicas de interrogação baseada na interferência de feixes luminosos propagando-se dentro de diferentes rotas no interior da fibra. Fornecer à luz dois caminhos é recorrente em todos esses sensores, porém, a forma de se obter esse resultado varia. O sensor fonte deste modelo numérico, [23], utilizado para sua construção e validação, faz o uso desta técnica baseando-se no interferômetro de Mach-Zehnder. A criação da dupla passagem para a luz, neste caso, dá-se através da adição de um desalinhamento axial na emenda entre duas fibras com diferentes diâmetros que compõem o dispositivo. A primeira fibra é uma fibra padrão de telecomunicação, SM28, com 10 μm de diâmetro; a segunda é uma fibra de núcleo reduzido, com comprimento de 120 mm e 6 μm de diâmetro de núcleo.

Esta junção com desalinhamento unida à diferença de diâmetro faz com que parte da luz incidente se desvie para a casca, expondo-se ao meio. Posteriormente, é feita a recombinação dos sinais propagados na casca e no núcleo através de uma fibra multimodo de 50 μm de diâmetro unida ao fim da fibra monomodo, mas agora sem presença de um desalinhamento axial.

A Figura 8 elucida o relatado nos dois últimos parágrafos, bem como ilustra o esquema usado nos experimentos. A fibra de núcleo reduzido é colocada no interior de uma pipeta de 200 mm de comprimento, de onde o líquido pode ser gradativamente colocado ou removido. A fonte ótica possui potência de -2 dBm com banda de 60 nm centrada em 1550 nm. Para coleta e análise do padrão interferométrico criado pelo sensor foi utilizado um analisador de espectro com 30 pm de resolução.

Acentua-se que mesmo com a calibração deste modelo sendo realizada para este caso experimental específico, é importante aumentar a adaptabilidade do modelo mostrado aqui. As simulações podem ser adaptadas e calibradas de acordo com qualquer sensor baseado em Mach-Zehnder que se utilizaram de outras técnicas de construção.

Figura 8 – Arranjo de fibra utilizando um desalinhamento axial para geração de modos na casca. a) Visão 3-D b) Visão longitudinal. c) Esquemático do sensor no experimento. Retirado de [23].



Baseado neste evento de dispersão da luz, pode-se modelar o comportamento descrito através da simples adição de dois campos elétricos, E_1 e E_2 , representando ondas planas no núcleo e na casca, respectivamente. Matematicamente, descreve-se esses campos elétricos da forma

$$E_1 = A_1 \sin(\omega t - \beta_1 z) \quad (22)$$

$$E_2 = A_2 \sin(\omega t - \beta_2 z) \quad (23)$$

Sendo A_1 e A_2 as amplitudes dos respectivos campos elétricos e z o comprimento do guia de onda que, neste caso, representa o comprimento do sensor considerando direção de propagação

em \vec{z} . β_1 e β_2 são as frequências angulares espaciais do núcleo e casca, respectivamente, e seus valores são definidos de acordo com a equação (7) de forma a se obter

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \quad (24)$$

$$\beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \quad (25)$$

Como evidenciado por (24) e (25), as frequências espaciais β_1 e β_2 são valores dependentes dos comprimentos de onda da luz no núcleo, λ_1 e casca, λ_2 . É claro, por (19), que tais comprimentos são diretamente ligados ao índice de refração de seus respectivos meios. Por conseguinte, também os são as frequências espaciais.

Enfatiza-se que este modelo não possui o intuito de simular de forma exata o evento de propagação da luz no interior do sensor. De maneira geral, a propagação de uma onda no interior de um guia por distancias maiores que o próprio comprimento de onda exige uma complexa e rigorosa simulação numérica. Aproximações por equações diferenciais permitiram a criação de métodos como o Método de Propagação de Raio, BPM (*Beam Propagation Method*), [34], que usualmente conseguem agilizar o processo de solução. Ainda assim, o equacionamento é mais complexo bem como de maior esforço computacional quando comparado a este simples modelo. O intuito aqui é demonstrar como uma análise analítica consegue reproduzir o resultado do sensor real para os eventos desejados, dispensando, neste caso, modelagens mais complexas.

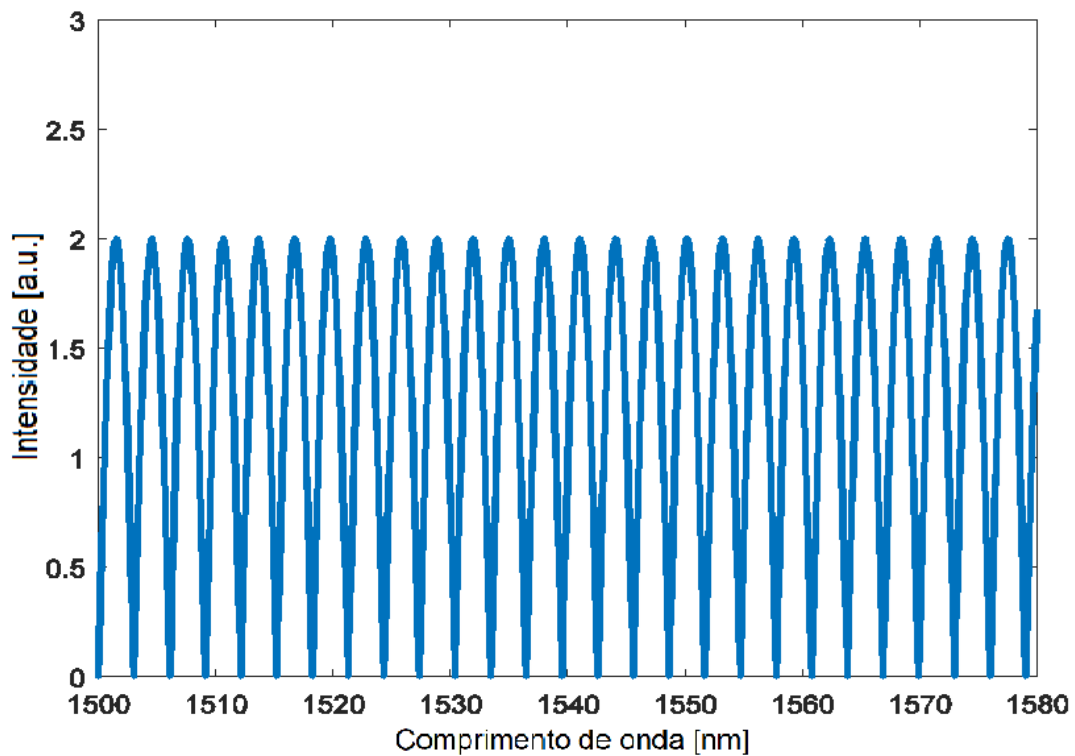
O método de interrogação utilizado no sensor base, [23], é assentado no já mencionado deslocamento do comprimento de onda de picos e vales gerado no espectro após a combinação dos sinais da casca e do núcleo. Aprofundando o já descrito, quando as características do meio externo são alteradas, o índice de refração efetivo da casca é mudado, alterando então o valor de β_2 mas mantendo constante β_1 .

Portanto, através da análise dos dados experimentais obtidos pela interrogação realizada em [23], pode-se calcular qual a mudança correspondente no índice de refração efetivo da casca como uma função do nível de líquido, temperatura e índice de refração do meio externo.

No sensor em questão, [23], foi utilizada uma fonte ótica de banda larga como entrada, resultando na geração do espectro obtido experimentalmente. A fim de simular esta ocorrência, foram usados na entrada deste modelo diferentes comprimentos de onda para os campos E_1 e E_2 , variando de 1500 nm até 1580 nm.

Apropriando-se dos dados respectivos ao sensor modelo, obtém-se os parâmetros $z = 12$ cm, para o comprimento do sensor, $n_1 = 1,4565$ para o índice de refração do núcleo e $n_2 = 1,4500$, para o índice de refração efetivo inicial da casca. Considera-se um n_3 que representa o índice de refração do meio externo de forma que $n_3 = 1$ para o recipiente vazio e $n_3 = 1,333$ para o recipiente cheio à temperatura ambiente. Definidos os valores numéricos iniciais, gerou-se o espectro a seguir.

Figura 9 - Padrão interferométrico analítico inicial



Para alcançar o deslocamento de picos e vales ocorrente no sensor real em decorrência do fenômeno interferométrico, variou-se o índice de refração efetivo da casca, n_2 , e comparou-se o deslocamento espectral logrado para um determinado pico com os dados experimentais obtidos, [32]. A partir daí, expõem-se tais valores e suas relações com nível de líquido, temperatura e índice de refração do meio entorno ao sensor, [32].

2.3 Resultados

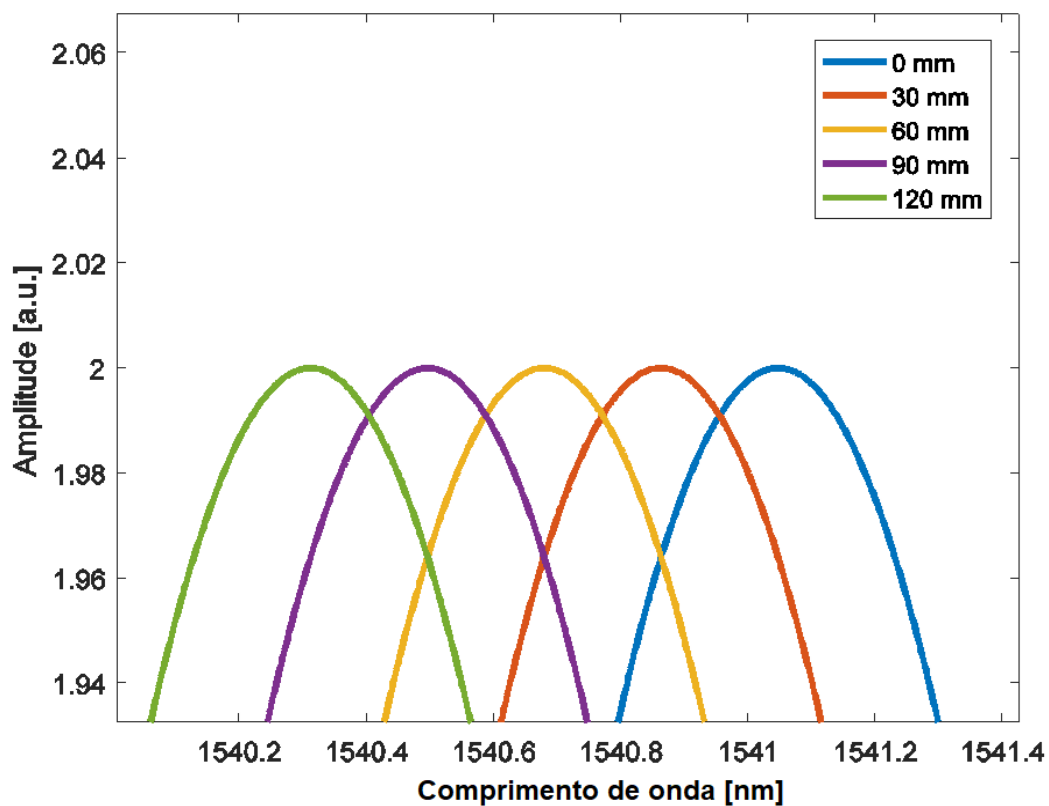
2.3.1 Simulação de medição de Nível de Líquido

De acordo com a calibração realizada, o valor inicial para o índice de refração efetivo da casca que faz coincidir o posicionamento dos picos da simulação, dados em comprimento de onda, com o posicionamento dos picos da medição experimental do sensor é $n_2 = 1,4500023$.

Com o intuito de se obter a mesma variação do comprimento de onda ocorrente em detrimento da deposição de uma coluna de 120 mm de água no recipiente a ser aferido, focou-se na observação do pico inicialmente centrado em 1541,05 nm. A obtenção da mesma variação de comprimento de onda ocorreu quando o índice de refração efetivo da casca atingiu o valor de $n_2 = 1.4499992$. A simulação foi realizada a passos de 10^{-7} RIU. Foram necessárias 31 interações e a variação do índice de refração efetivo foi $\Delta n_{eff} = -3.1 \times 10^{-6}$ RIU. Cada interação leva a um deslocamento espectral à esquerda, assim como observado no caso experimental.

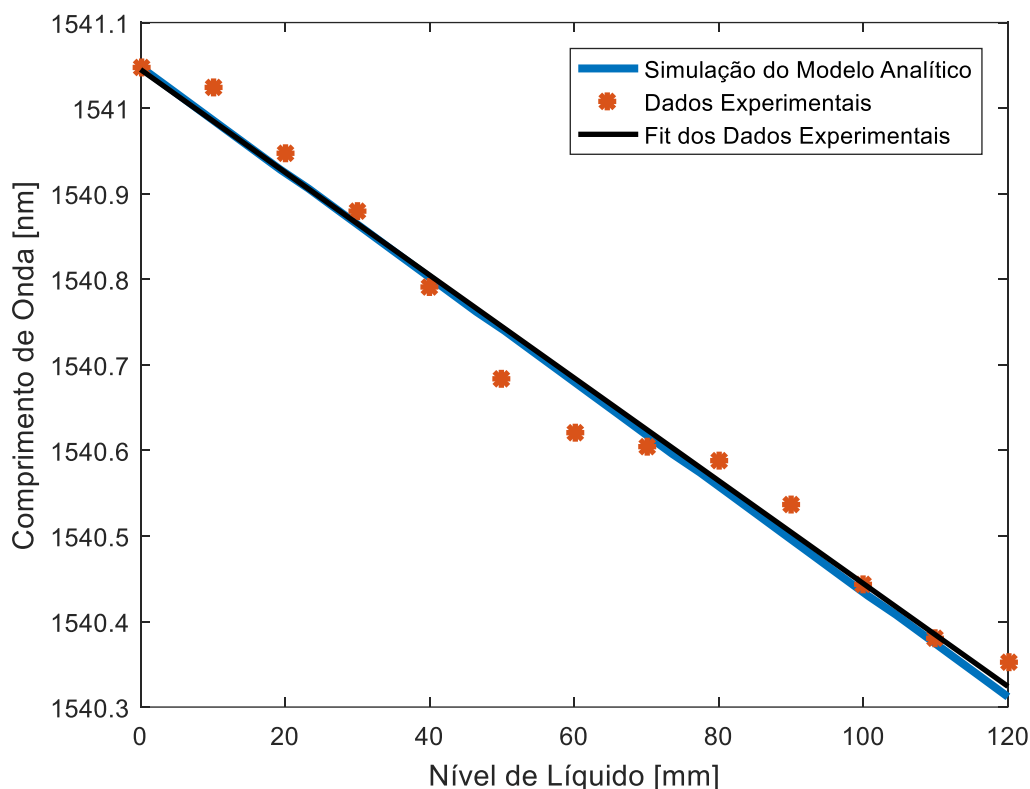
A imagem a seguir mostra o espectro gerado em simulação, obtido para o pico inicialmente centrado em 1541,05 nm, em função do nível de água. Como pode ser visto, quando o recipiente ao redor do sensor está com nível de líquido igual a 120 mm o comprimento de onda central vai à 1540,32 nm, correspondendo a variação do índice de refração efetivo de 3.1×10^{-6} RIU. Imagens como as da Figura 10 são visíveis em todas as possíveis simulações deste modelo. Entretanto, por serem semelhantes, serão omitidas a partir daqui.

Figura 10 - Espectro correspondente ao pico inicialmente centrado em 1541,05 nm em função do nível de água



Através das sucessivas posições de deslocamentos de pico mostradas na Figura 10, foi possível comparar os resultados da simulação com as medidas experimentais obtidas. A Figura 11 mostra o nível de líquido em função dos comprimentos de onda obtidos para o pico em estudo.

Figura 11 - Comprimento de onda central do pico em análise em função do nível de líquido



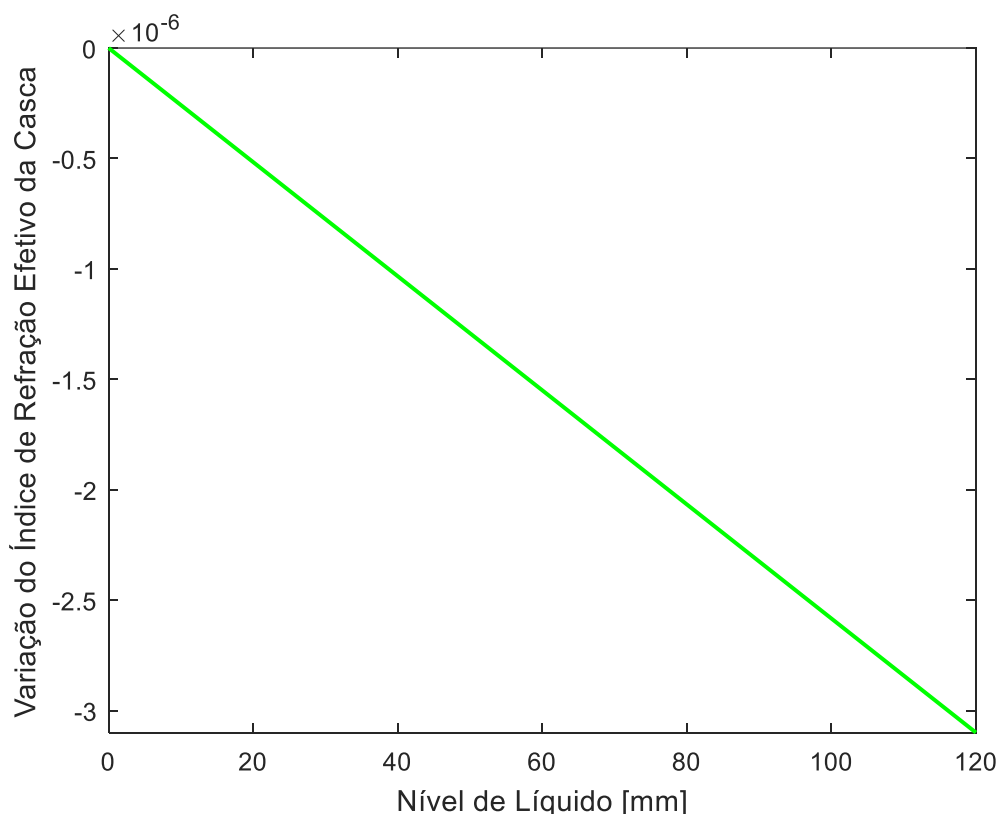
Ao analisar a Figura 11, observa-se três dados importantes. Os pontos em coloração alaranjada representam os dados de fato coletados pelo sensor. A linha de cor preta é a aproximação linear desses dados; para o caso deste sensor, essa linha representaria a função usada em eventuais medições reais. A linha azul é o resultado atingido desta simulação. Este padrão de legenda permanecerá para todos os resultados adiante.

As curvas na imagem anterior salientam o fato de que esta simples técnica de modelar o sensor em estudo apenas através da soma de dois diferentes caminhos óticos pode acarretar previsões precisas do comportamento do sensor. A sensibilidade obtida foi de 6 pm/mm. Posto isso, evita-se, para determinados casos, a necessidade de realizar uma modelagem mais complexa que pode exigir muito mais tempo e esforço computacional.

Finalmente, na Figura 12, pode ser visto como a variação do nível de água afeta o real índice de refração efetivo da casca. Foi observado que esse comportamento é linear com um coeficiente angular de 2.58×10^{-8} RIU/mm. Nota-se que esse valor é desconhecido no trabalho

experimental realizado. Esta modelagem analítica permitiu, de forma simples, a obtenção desse dado.

Figura 12 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função do nível de líquido



Da análise da Figura 12, é importante destacar que à medida que o nível de líquido aumenta, o índice de refração efetivo diminui. Outrossim, é claro que mesmo uma pequena variação no índice de refração efetivo de 2.58×10^{-8} RIU/mm pode dar origem a uma sensibilidade moderada para o sensor quando analisado em termos de variação do comprimento de onda.

2.3.2 Simulação da medição de Temperatura

Analogamente à medição de nível de líquido, para medição de temperatura foi utilizada a mesma metodologia já descrita. Mesmo assim, alguns pontos nesta simulação devem ser destacados. A medição experimental de temperatura realizada em [23] foi feita variando a temperatura da água através de um forno. Uma vez aquecida à temperatura desejada, a água era rapidamente depositada no recipiente com o sensor. Destaca-se que as variações de temperatura

na fibra e suas consequentes alterações no índice de refração da casca e na área efetiva da luz que nela se propaga, refletem diretamente na mudança do índice de refração efetivo da casca. Sendo assim, efeitos termo óticos estão indiretamente incluídos nesta simulação.

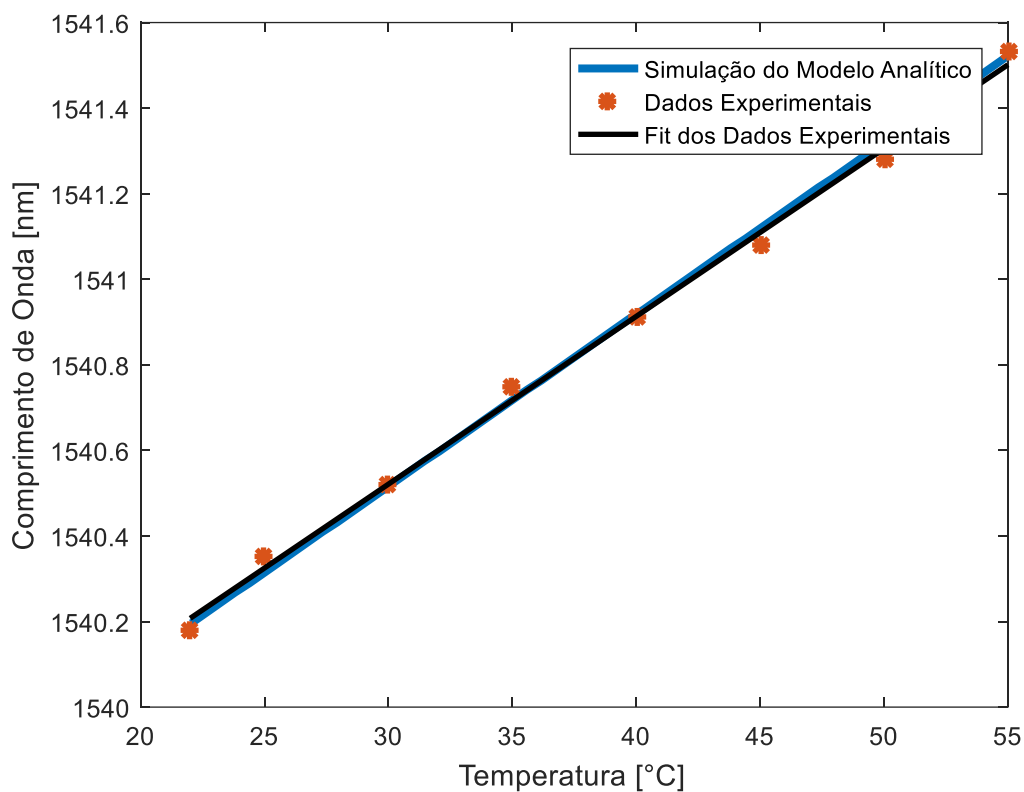
A quantidade de água aquecida representou uma coluna de líquido de aproximadamente 120 mm. Isso significa que o índice de refração efetivo inicial da casca não é o mesmo definido para simulação de nível de líquido. Isto posto, para este procedimento, calibrou-se os valores de forma a se obter $n_1 = 1.4565$, mesmo valor, mas $n_2 = 1.4499987$.

Percebe-se que o valor de n_2 é bastante próximo àquele encontrado para o recipiente totalmente cheio na simulação de nível de líquido. A diferença de 5×10^{-7} RIU pode ser atribuída ao fato de que a medição experimental de nível foi realizada à temperatura ambiente de 25°C , enquanto que, no caso da medição experimental de temperatura, marcava-se 22°C ao início do experimento.

No experimento de [23], a temperatura da água foi variada até atingir o valor de 55°C . Afim de encontrar o deslocamento do comprimento de onda resultante da variação $22\text{-}55^\circ\text{C}$, variou-se o índice de refração efetivo da casca até alcançar o valor $n_2 = 1.4500043$. Assim como na simulação anterior, o passo à cada interação foi de 10^{-7} RIU, resultando em 56 interações e em uma variação do índice de refração efetivo $\Delta n_{eff} = 5.6 \times 10^{-6}$ RIU. Devido à variação positiva, o deslocamento espectral ocorreu à direita.

O comprimento de onda central do pico inicialmente centrado em 1540,2 nm em função da temperatura pode ser observado na figura a seguir.

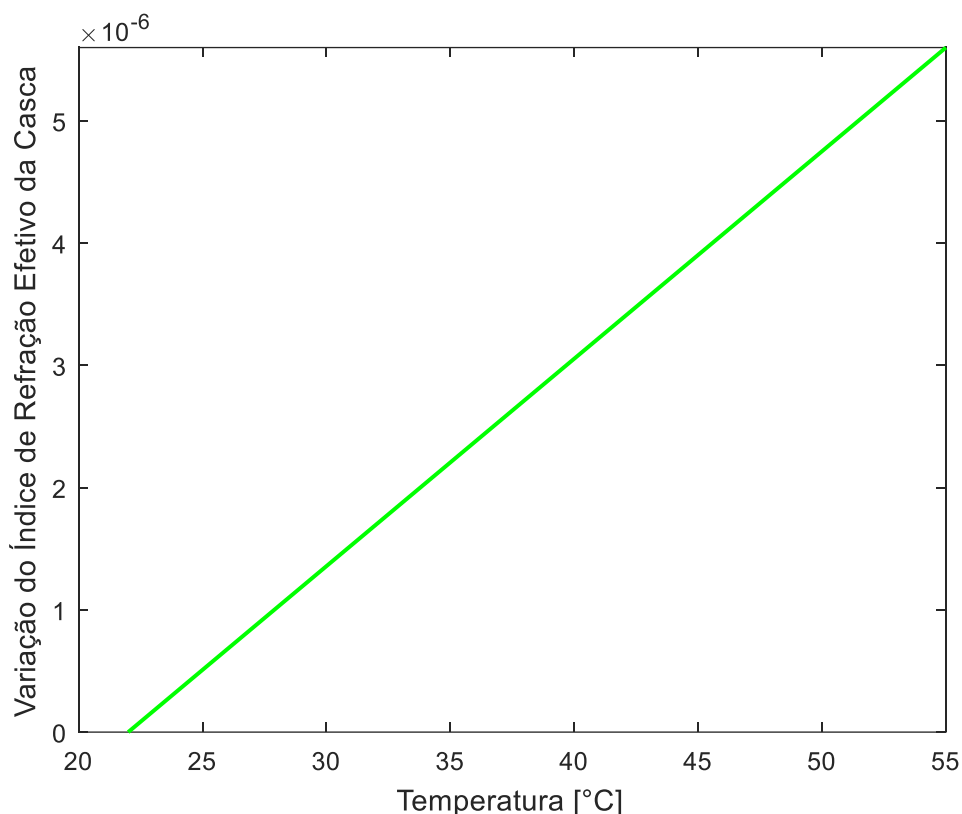
Figura 13 - Comprimento de onda central para o mesmo pico em função da temperatura



Novamente percebe-se que a aproximação simplificada feita por este modelo utilizando a soma de duas equações surtiu bom efeito. Assim como no caso anterior, foi possível descrever o sensor com excelente precisão. A sensibilidade obtida foi de 39 pm/°C, valor superior ao que geralmente é encontrado em grades de Bragg tradicionais

A seguir vê-se a variação do índice de refração efetivo da casca em função da temperatura.

Figura 14 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função da temperatura



Repete-se aqui a presença da linearidade encontrada na simulação de nível de líquido. Dessa vez, porém, com uma inclinação positiva e sensibilidade de $1.697 \times 10^{-7} \text{ RIU}/^{\circ}\text{C}$. A presença do coeficiente angular positivo significa que a medida que a temperatura da água é elevada, eleva-se também o índice de refração efetivo da casca, o que leva ao deslocamento positivo no comprimento de onda central dos picos, como obtido experimentalmente. Novamente pode ser observado que mesmo uma pequena variação no índice de refração efetivo de $1.697 \times 10^{-7} \text{ RIU/mm}$ pode dar origem a uma sensibilidade moderada para o sensor quando analisado em termos de comprimento de onda.

2.3.3 Simulação da medição do Índice de Refração do Líquido

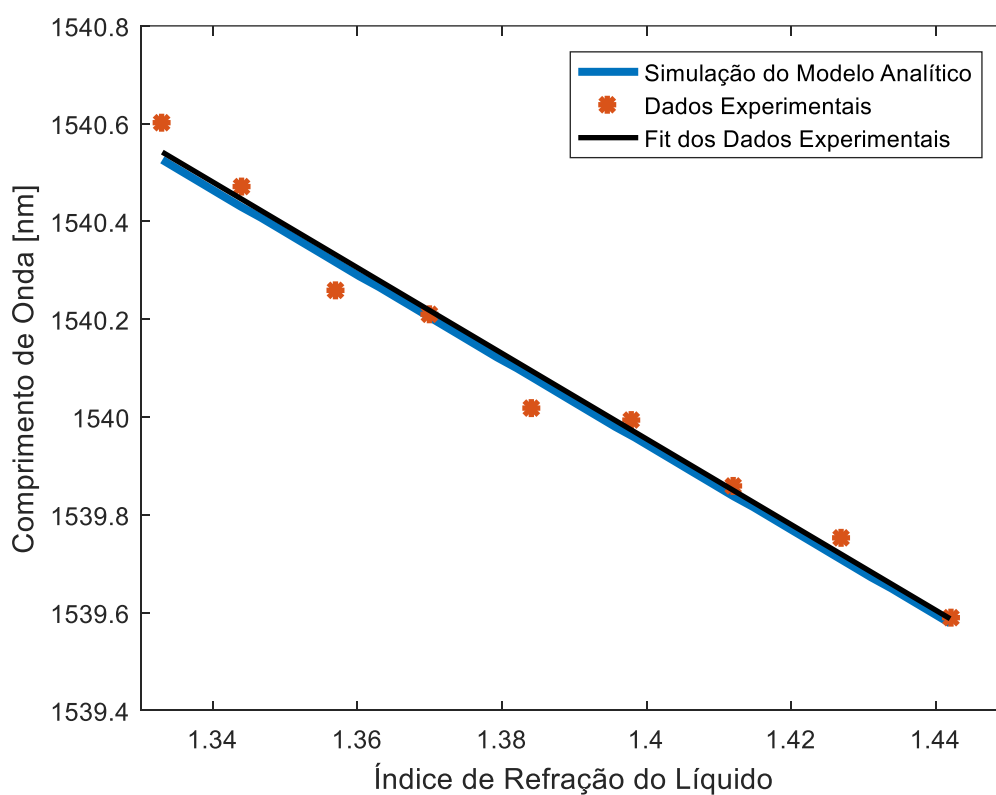
Usando-se dos dados experimentais para calibrar a simulação da medição do índice de refração do líquido, foi verificado que o melhor valor do índice de refração efetivo para se iniciar a simulação era $n_2 = 1.4500001$. Esse valor decorre do fato de que o procedimento experimental

usou uma coluna de água de 60 mm, metade do comprimento de sensor. O objetivo desta configuração foi a busca pela maior linearidade nas medições.

Experimentalmente, o índice de refração externo foi variado através da adição de glicerina à água que circundava o sensor, resultando em uma intercorrência de 1,333 até 1,442. Assim como ocorreu em ambos os casos anteriores, para alcançar essa variação no deslocamento espectral o índice de refração efetivo final da casca foi apropriadamente calibrado. Neste caso obteve-se $n_2 = 1.4499961$. Manteve-se aqui o mesmo passo de variação para o índice de refração efetivo da casca, 10^{-7} RIU, resultando em um número de 40 interações e em uma variação negativa de $\Delta n_{eff} = -4.0 \times 10^{-6}$ RIU.

O comprimento de onda central do pico inicialmente centrado em 1540,6 nm em função do índice de refração do meio externo é mostrado na Figura 15.

Figura 15 - Comprimento de onda central do mesmo pico em função do índice de refração do líquido

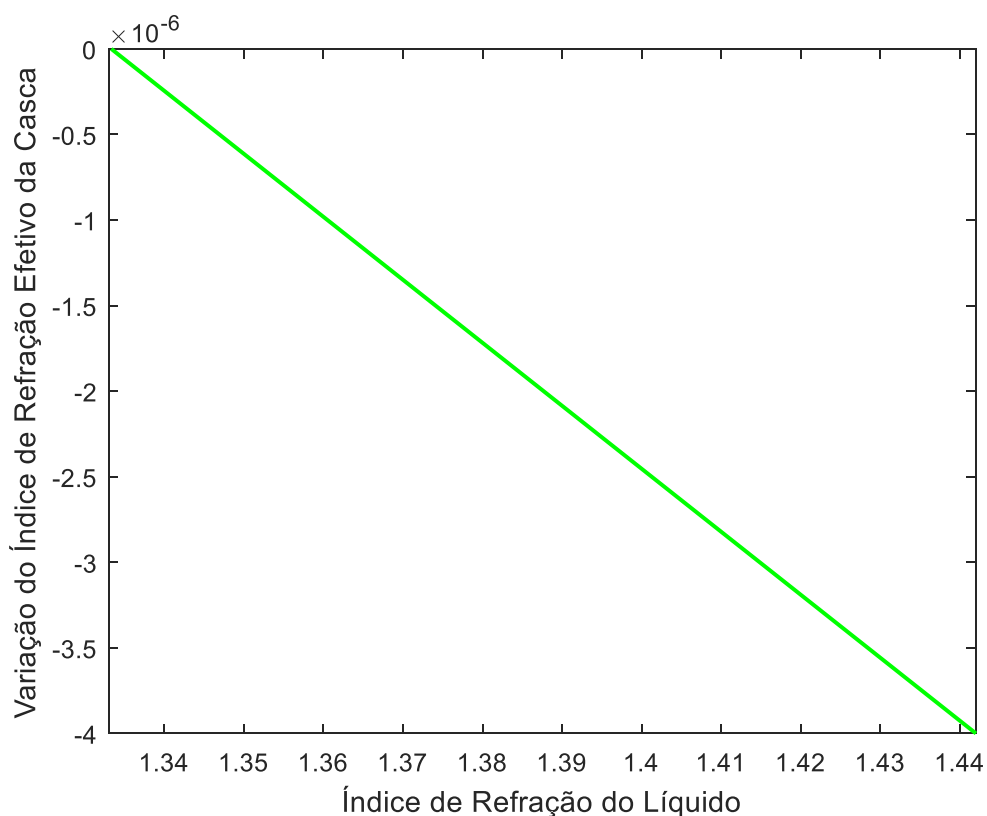


Neste caso, como aconteceu nas medições do nível de água, o deslocamento do espectro ocorreu para a esquerda à medida que o índice de refração aumentava. Novamente, aqui, fica evidente

a aproximação deste simples modelo analítico com a realidade experimental e destaca-se como a simples soma de duas ondas planas, representadas por campos elétricos, acarretou este resultado. A sensibilidade alcançada nesta simulação foi de 8.8 nm/RIU.

Na Figura 16 pode ser observada a relação entre o índice de refração efetivo da casca e o índice de refração externo.

Figura 16 - Variação do índice de refração efetivo da casca em função do índice de refração do meio

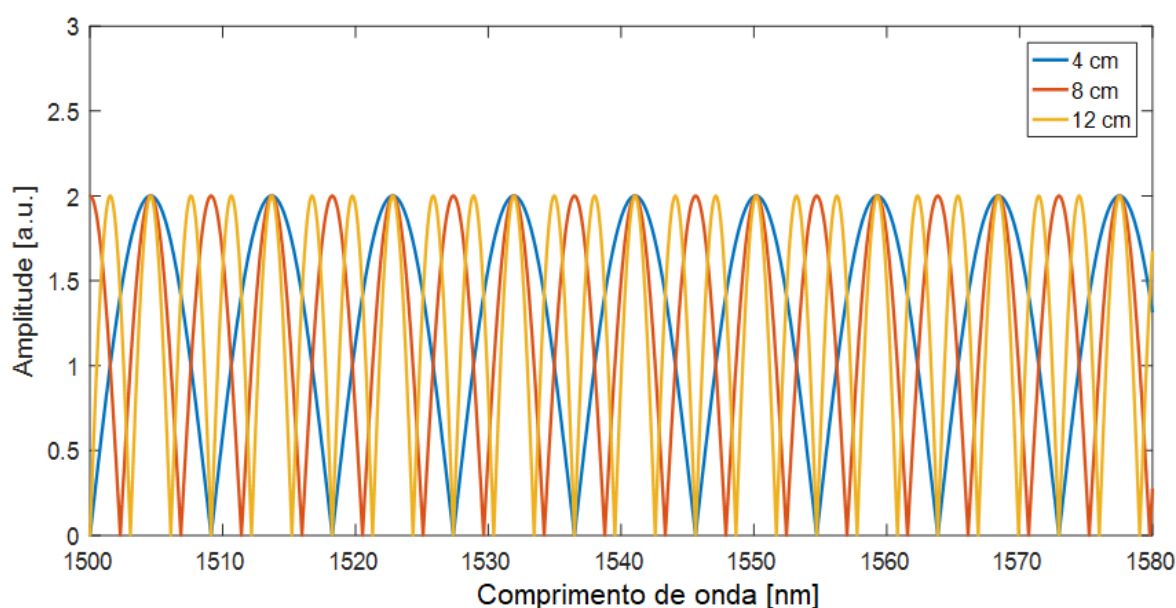


Aqui é possível observar novamente que a relação é linear. Para este caso, a inclinação foi negativa e de valor -36.67×10^{-6} RIU_{casca}/RIU_{meio}. Ademais, destaca-se novamente que esta pequena variação de índice permitiu a criação de um sensor, baseado no deslocamento espectral, de alta sensibilidade.

2.3.4 Análise da variação do comprimento do sensor

Através do uso do modelo analítico criado, investigou-se o comportamento do sensor de acordo com variações em seu comprimento. Inicialmente, o índice de refração efetivo da casca foi definido de acordo com o valor estabelecido na ausência de água. A partir daí, variou-se o comprimento do sensor de 1 cm à 12 cm. A imagem a seguir ilustra o espectro obtido para sensores de comprimento de 4 cm, 8 cm e 12 cm.

Figura 17 - Espectro obtido para cenário sem água, com comprimentos do sensor de 4 cm, 8 cm e 12 cm

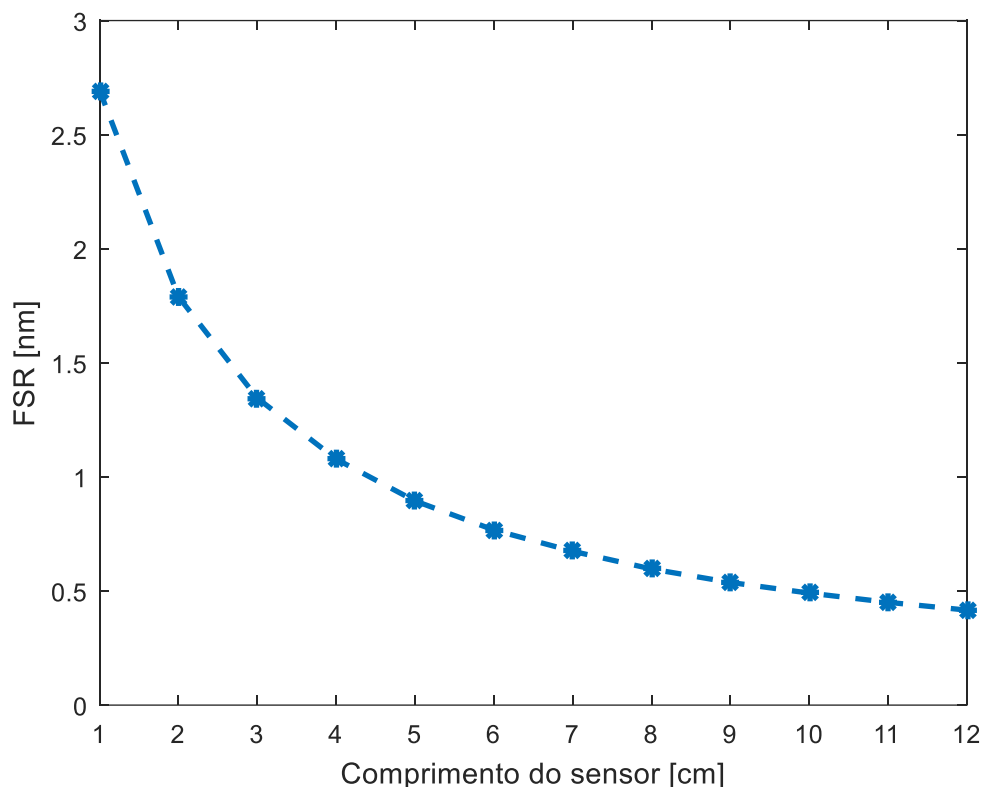


Ao observar-se a Figura 17, é inequívoco afirmar que a medida que o sensor se torna mais curto a banda de cada pico aumenta. Nota-se, além disso, que a distância entre picos consecutivos, ou a área de espectro livre, FSR (*Free Spectral Range*), é ampliada. Por último, percebe-se que a posição inicial de cada pico é desigual de acordo com o comprimento do sensor.

Por via de sucessivas variações e repetições computacionais dos procedimentos utilizados para geração da Figura 17, calculou-se, a cada interação, as distâncias sucessivas entre picos para todos os comprimentos de sensor. Para tal, utilizou-se uma função de varredura para encontrar os pontos máximos do espectro e armazenar suas posições de comprimento de onda em um vetor. Por fim, a diferença média entre as posições foi calculada para todos os comprimentos.

A FSR em função do comprimento do sensor pode ser vista na Figura 18.

Figura 18 - FSR em função do comprimento do sensor



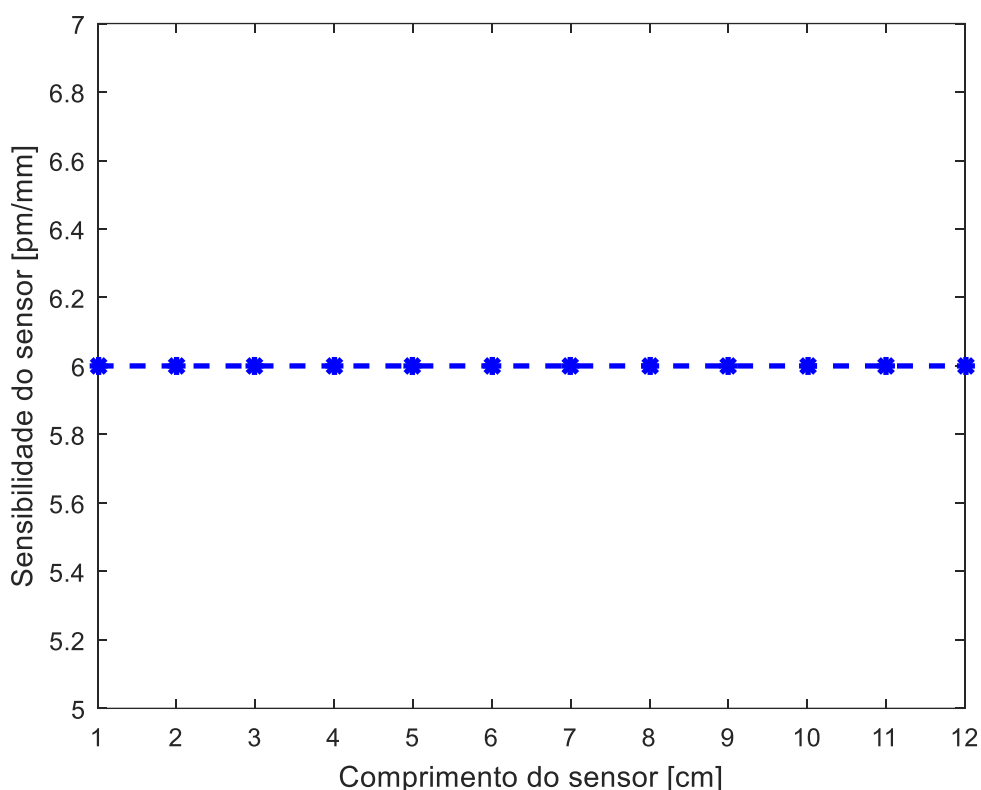
Veja que, como esperado, pode-se observar um decaimento exponencial entre as distâncias de cada pico, característica típica de um interferômetro de Mach-Zehnder. Como é esperado para este interferômetro, os picos e vales do padrão de interferência se aproximam com o aumento do comprimento da fibra.

Ao se analisar a imagem infere-se, por exemplo, que interferômetros com distância entre picos consecutivos superior a um nanômetro podem ser obtidos por sensores de comprimento inferior a 5 cm. Algo plausível, dado que uma elevada FSR permitiria uma grande janela de visualização entorno de cada pico, concedendo uma boa análise de sua variação de comprimento de onda em função dos parâmetros físicos.

Vale a pena constatar, porém, que este resultado mostra que o uso de sensores maiores que algumas dezenas de centímetros como dispositivos óticos sensitivos pode ser problemático. Como esses casos representam baixa FSR, têm-se picos consecutivos muito próximos, necessitando-se do uso de uma janela de observação entorno do pico alvo muito reduzida em termos de comprimentos de onda, tornando difícil a realização das medições.

Finalmente, para sensores de 1 à 12 cm, o índice de refração efetivo da casca foi variado, simulando as exatas mudanças no nível de líquido, temperatura e índice de refração do meio externo, presente nas seções anteriores. A sensibilidade do pico mais próximo a 1541 nm para variações de nível de líquido obtida em função do comprimento do sensor pode ser vista na Figura 19.

Figura 19 - Sensibilidade do sensor para medição de nível de líquido em função de seu comprimento



É observável que para este resultado a sensibilidade do sensor independe de seu comprimento, permanecendo constante em 6 pm/mm. Resultados similares foram obtidos quando analisando a mesma grandeza para temperatura e índice de refração. Para estes casos, a sensibilidade se manteve constante em 39 pm/°C e 8,8 nm/RIU, respectivamente.

De qualquer maneira, é importante destacar o fato de que este modelo analítico e sua análise são baseados em um modelo simplificado, considerando apenas um modo médio de propagação na casca. Assim sendo, é passível de se encontrar em sensores construídos experimentalmente com outros comprimentos, variações de sensibilidade devido a fatores não englobados por este modelo. A exemplo disso, cita-se o fato de que alguns modos da casca podem se propagar por

distâncias maiores que outros, sendo relevante apenas para sensores até determinado comprimento.

A tabela a seguir sintetiza os resultados para cada tipo de simulação realizada por este modelo no que diz respeito a variação do índice de refração efetivo e sensibilidade.

Tabela 1 - Síntese dos resultados obtidos através da simulação

Grandeza medida	Δn_{eff}	Módulo da Sensibilidade
Nível de Líquido	-3.1×10^{-6} RIU	6 pm/mm
Temperatura	5.6×10^{-6}	39 pm/°C
IR	-4.0×10^{-6} RIU	8,8 nm/RIU

3 PROPOSTA DE INTERROGAÇÃO

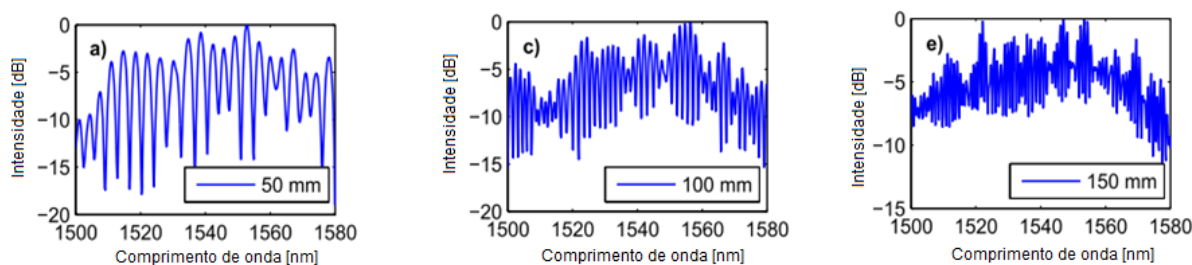
3.1 O problema da aferição por deslocamento espectral

Como já mostrado no Capítulo 2, sensores óticos interferométricos comumente fazem uso da técnica de deslocamento espectral para a interrogação de seus dados. Induzir alteração na velocidade de fase e observar o resultado é relativamente simples e quase sempre efetivo. Ao reanalisar-se a Figura 5, por exemplo, vê-se um deslocamento evidente e de fácil detecção visual.

Note, entretanto, que caso o sensor da referente figura fosse de maior comprimento, o limite a ser medido não se estenderia juntamente com o tamanho do sensor. O acréscimo de mais líquido deslocaria o espectro ainda mais à esquerda de forma que outro pico poderia adentrar à janela de observação, janela esta onde só deve estar presente um único pico. Mais de um pico espectral presente nessa janela torna a medição irrealizável uma vez que não é possível saber se o segundo pico é de fato inédito ou resultado de um deslocamento já analisado.

Não obstante, apresenta-se a Figura 20. Ela ilustra o comportamento do espectro experimental de acordo com determinados comprimentos de sensor. Os casos exibidos são para sensores de 50 mm, 100 mm e 150 mm, como evidenciado pela legenda. Percebe-se que, como previsto analiticamente no Capítulo 2, em 2.3.4, quanto mais longo é o dispositivo, mais próximos estão os picos e vales. Isso reduz ainda mais o tamanho da janela de observação necessária para analisar o deslocamento, limitando cada vez mais a extensão do sensor.

Figura 20 - Proximidade de picos espectrais de acordo com o comprimento do sensor. Retirado de [23]



Em síntese, pode-se afirmar que quanto maior o sensor, maior seria a janela necessária para a observação de determinado pico, uma vez que o deslocamento total seria maior. Porém, o maior comprimento de um dispositivo baseado em Mach-Zehnder reduz a FSR, exigindo uma menor

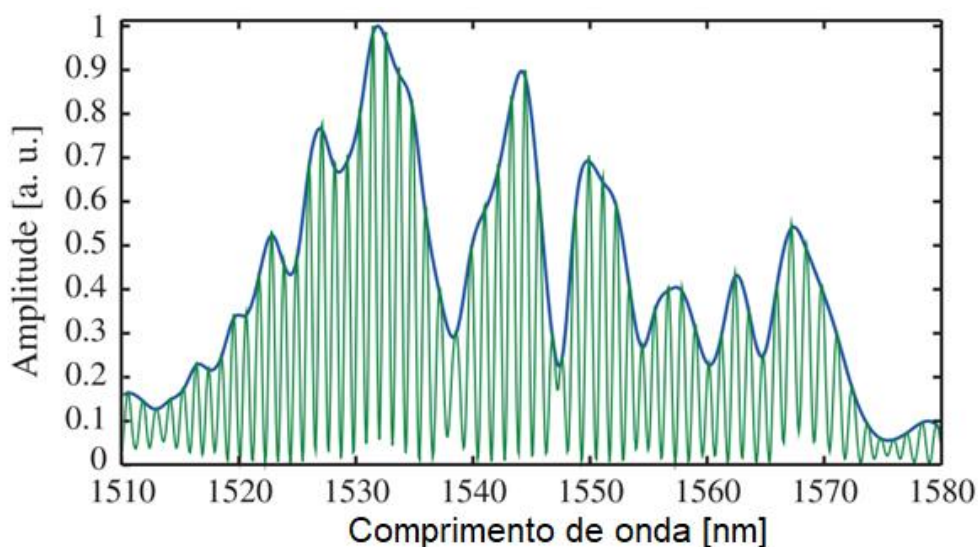
janela para acompanhamento da medição. A contradição entre esses dois fatos dificulta que esta técnica de deslocamento de pico seja aplicada a sensores de comprimentos elevados.

Isso demonstra que, embora as técnicas interferométricas tenham sido capazes de prover altas sensibilidades em suas medições, a maioria desses sensores possui restrição em seu comprimento, em geral, algo entorno de 120 mm. Esta limitação ocorre principalmente em defluência da forma de análise dos dados coletados pelo sensor.

Conhecido um dos principais motivos para essa limitação, diversas técnicas para solucionar esse problema foram elaboradas. Um exemplo interessante surgido na literatura é o uso da envoltória do espectro como objeto de análise.

Em um sensor de medição de líquido, [35], assim como para os demais casos, foi feita a análise do deslocamento de espectro. Neste caso, entretanto, a interrogação foi baseada na envoltória do espectro e não em um determinado pico. Pode-se observar o assunto tratado na figura a seguir.

Figura 21 - Envoltória do espectro na ausência de líquido. Retirado de [35].



Nota-se, pela Figura 21, que por maior que seja a janela de observação, quando o deslocamento observado é o da envoltória espectral, é quase sempre possível distinguir qual região do espectro está se observando. Desta maneira, pode-se ampliar o comprimento do sensor mantendo ausente parte dos riscos anteriormente mencionados. Para este caso, os resultados mostraram que o

emprego desta técnica conseguiu trazer melhora para a sensibilidade do sensor, alcançando o valor entorno de 32 pm/mm, além de conseguir realizar medições de 470 mm mantendo a alta precisão e linearidade.

Apesar de funcional, podem existir casos onde mesmo com análise da envoltória o problema da repetição de curvas dentro da mesma janela de observação se repita. Um contorno espectral como no exemplo recém descrito nem sempre é possível de ser obtido. Assim, o surgimento de uma envoltória na qual hajam semelhanças entre determinadas regiões consecutivas do espectro é possível. Isso poderia fazer com que parte da envoltória observada se comportasse como uma espécie de pico, de forma que, ao se expandir a janela de observação, outra envoltória semelhante adentraria à janela, surgindo novamente o problema que se buscava evitar.

Unindo-se a essa eventualidade, expõem-se o fato de que, para uma casca no qual haja presença de poucos modos de propagação, torna-se difícil interrogar o sensor desta maneira. Observando novamente a Figura 9, por exemplo, onde há apenas um modo se propagando na casca, é evidente que a utilização da envoltória seria ineficaz. A ausência de assimetrias, bem como de variações de amplitude não periódicas dificultaria a investigação do deslocamento do contorno do espectro. Em decorrência dessas possibilidades, apresentar-se-á aqui uma alternativa para a solução do problema descrito.

3.2 A métrica proposta

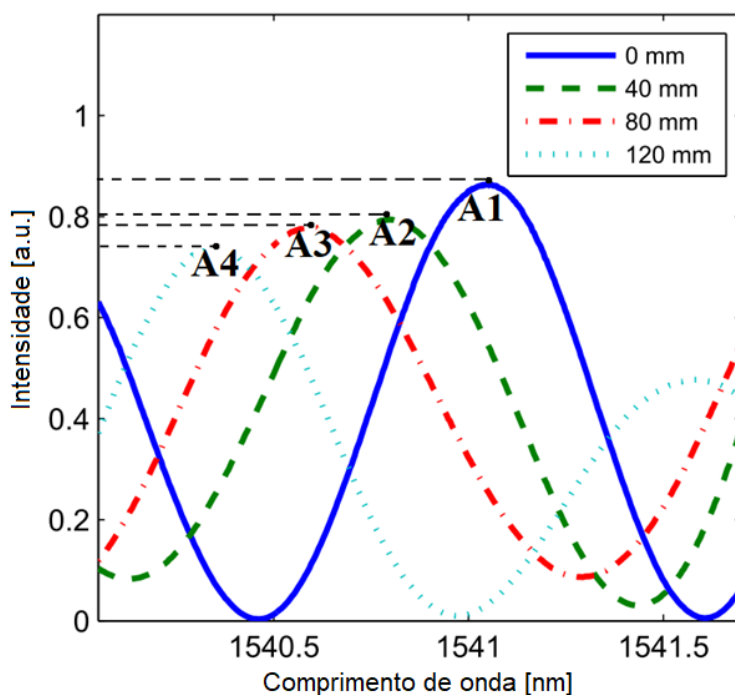
3.2.1 Princípios básicos

Como já enunciado, alterações no meio externo, sejam elas o surgimento de líquido, variação de temperatura ou alteração na composição química do entorno, resultarão na mudança do índice de refração do meio modificado. A proximidade desse índice com o índice de refração da casca fará com que parte dos raios que nela viajam se percam ao meio. Discutiu-se, entretanto, que a análise dessa perda de forma direta, com interrogação por potência, possui limitações relevantes, apresentando consideráveis barreiras de complexidade. Contudo, a reflexão dessa dispersão no domínio espectral pode trazer resultados mais confiáveis.

Uma vez que a intensidade da luz que viaja na casca é reduzida, sua amplitude espectral, ou seja, a diferença entre o valor do pico e do vale, em diversos comprimentos de onda também será. Posto isso, o espectro final, após a combinação de ambos os feixes, terá também suas amplitudes reduzidas à medida que o índice de refração do meio externo se aproxima do índice de refração da casca. Isso ocorre, por exemplo, conforme o recipiente é abastecido com líquido. Uma indagação mais atenciosa da Figura 5 assenta a observação desse fato.

A imagem a seguir evidencia essa diferença de amplitude presente na Figura 5. Na imagem, A1, A2, A3 e A4 marcam as amplitudes espectrais máximas para cada nível de líquido.

Figura 22 - Decaimento de amplitude explicitada de acordo com o nível de líquido



Desconsiderando influências externas no núcleo, o fenômeno de redução de amplitude de pico e vale tende a ser constante e se repetir de forma prolongada, afinal, quanto mais se aumenta o nível de líquido, maior é a redução da amplitude espectral devido à perda de potência. Exposta essa conjuntura, em teoria, mesmo o sensor possuindo um comprimento superior, ainda será possível continuar a medição. É justamente esteando-se nesse pilar que emerge esta proposta de interrogação.

3.2.2 Equacionamento

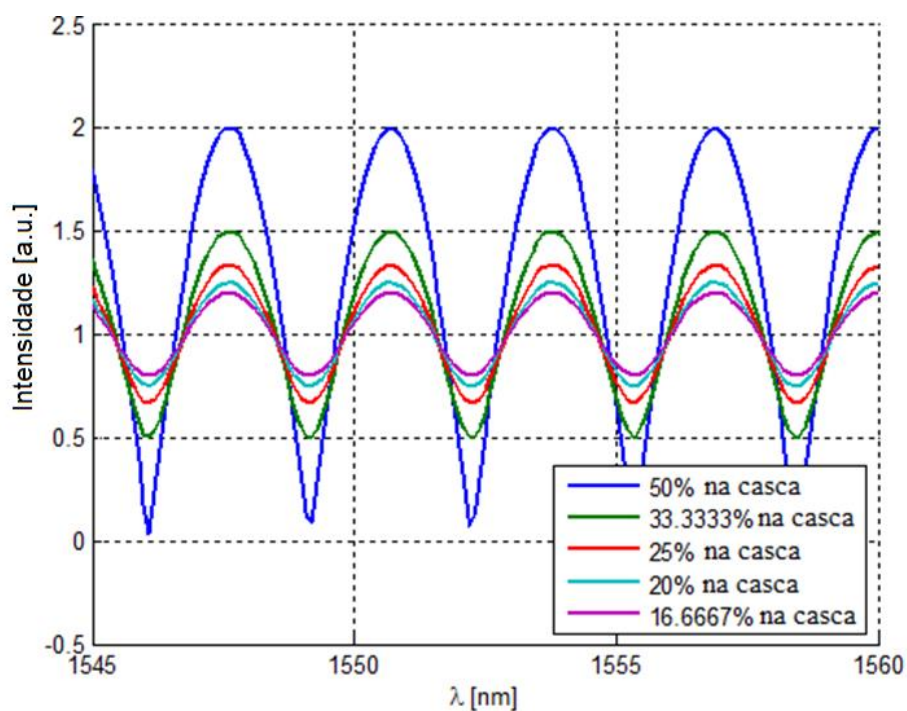
Para analisar o comportamento teórico da variação de amplitude de acordo com a ocorrência de perda de potência na casca, foi realizada uma simulação computacional analítica do interferômetro de Mach-Zehnder, com um dos braços representando a casca e o outro o núcleo, assim como no sensor real.

Nessa simulação utilizou-se os dois campos elétricos mostrados nas equações (22) e (23), apresentadas no Capítulo 2. A partir daí, através da simples diminuição da amplitude A_2 , simula-se na casca uma perda de potência, encenando o que ocorreria em uma situação real. A potência inicial vinda da fonte ótica é a máxima possível, sendo representada como 100%. Os valores de potência destinados à casca e ao núcleo foram escolhidos de forma arbitrária. O intuito é ilustrar o que ocorre com o espectro final após variação de potência em apenas um dos braços do interferômetro. Posto isso, o núcleo sempre recebe 50% da potência inicial e este percentual é considerado constante até a saída. A fração restante é destinada à casca onde foi reduzida gradativamente. O sinal final, E_R , é a soma dos campos elétricos em ambos os braços do interferômetro de forma que

$$E_R = E_1 + E_2 \quad (26)$$

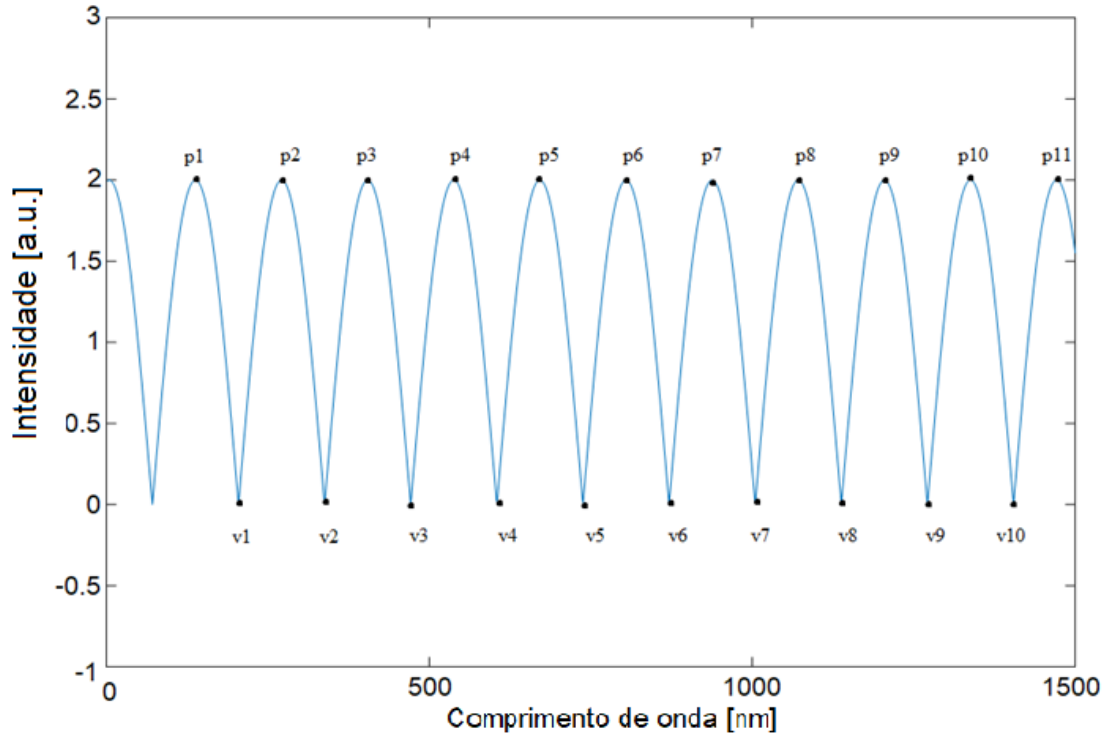
A figura a seguir ilustra o comportamento da amplitude do espectro como um todo à medida que os raios de luz são dissipados na casca.

Figura 23 - Espectro teórico em função do comprimento de onda para vários níveis de perdas



A Figura 23 deixa claro a diminuição de amplitude em função do percentual de potência presente na casca. Note também que não é apenas o valor do pico que é alterado. Após o início das perdas, os vales mantêm amplitude diferente de zero. Isso evidencia, não só que a redução ocorreu em apenas um braço, mas também seu menor impacto na interferência destrutiva. Validada a proposta de forma teórica, cria-se em um espectro monomodo genérico, pontos de pico e vale como explicitados na Figura 24.

Figura 24 - Pontos de picos e vales em um espectro de interferência qualquer



Enunciados os pontos de pico e vale e tomando seus respectivos números como subscritos para as variáveis, pode-se proferir que a variação de amplitude Δ_i , será expressa pela equação

$$\Delta_i = P_i - V_i \quad (27)$$

onde P_i e V_i são os valores das intensidades espectrais do i -ésimo pico e i -ésimo vale, respectivamente; i se refere ao pico ou vale de onde coleta-se o valor da intensidade de forma que $i \in \mathbb{N} \mid i \leq k$, sendo k o número do último pico ou vale existente e $k \in \mathbb{N}$.

Verifica-se, porém, que as Figuras 23 e 24 levam em consideração apenas um modo de propagação na casca. Isso significa que, em uma situação real, as amplitudes do espectro não serão iguais. Deste modo, a equação (27) poderá trazer resultados bastante distintos para cada pico e vale. Para garantir a eficácia do método em sinais não teóricos com vários modos de propagação, calcula-se para cada região o valor Δ_i e posteriormente a média final Δ_M da forma

$$\Delta_M = \sum_{i=1}^k \frac{P_i - V_i}{k} = \sum_{i=1}^k \frac{\Delta_i}{k} \quad (28)$$

Dessa maneira, independente das não semelhanças entre as regiões do espectro, pode-se analisar a variação de amplitude como um todo.

Por mais diferentes que possam ser as amplitudes, é inevitável que, se a potência do núcleo permanecer constante, a redução da potência na casca ocasionará sua diminuição. Sendo assim, a média Δ_M sempre descenderá na ocorrência de perdas exclusivas à casca, viabilizando esta forma de interrogação.

Repara-se que este método independe de qualquer janela de observação. O procedimento pode ser realizado no espectro como um todo, desde que haja linearidade. Isso elimina o problema existente na análise por deslocamento.

Deve-se destacar, contudo, que determinadas situações experimentais podem ocasionar mudança na potência transportada pelo núcleo. Em medições de nível de líquido, por exemplo, a pressão do fluido a ser medido pode induzir uma curvatura na fibra, ou, em casos mais extremos, estreitá-la, fazendo com que parte da luz no núcleo escape. Como esta análise embasa-se na amplitude espectral do padrão interferométrico, eventos como esses devem ser de atenção especial.

3.3 Resultados para a métrica proposta

Esclarecidos os princípios básicos e o equacionamento basilar do método aqui tratado, elaborou-se um modelo computacional para interrogar dados experimentais oriundos de sensores óticos interferométricos.

O sensor escolhido para demonstração da eficácia dessa forma de interrogação foi o já tratado sensor multi-parâmetro de 120 mm, [23], com os dados de Nível. Testes com dados de Temperatura e Índice de Refração também foram realizados, mas a ausência de linearidade para

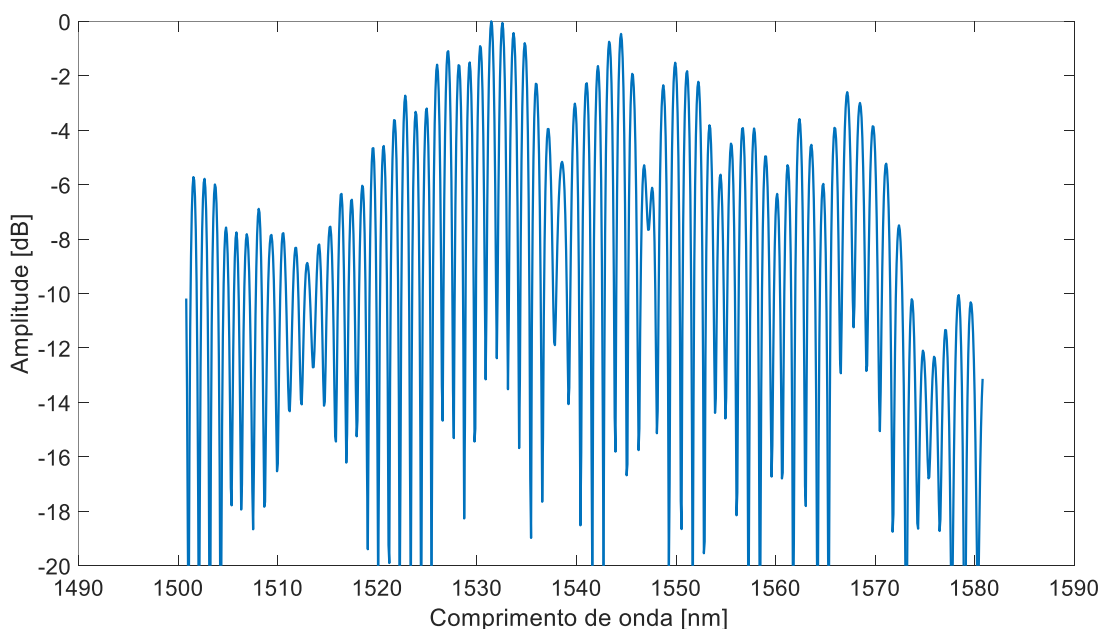
este tipo de medição com um sensor deste comprimento inviabilizou o uso do método tratado aqui.

Note, porém, que para se medir temperatura ou índice de refração, não é necessária uma medição distribuída. Sendo assim, um sensor de menor comprimento cumpre o mesmo papel para tais grandezas, sendo dispensável um dispositivo de maior comprimento. Para o caso de comprimentos inferiores, a linearidade ressurge e o uso desta técnica passa a ser viável novamente.

A exploração de maiores comprimentos faz sentido a partir do momento em que a medição de nível é o objeto de estudo. Por este motivo, a calibração foi realizada para os dados de medição de nível de líquido.

O espectro interferométrico inicial referente ao nível de líquido de 0 mm é exibido na Figura 25. A potência de entrada da fonte ótica utilizada foi de -2dBm. As perdas estimadas para o experimento de medição realizado em [23] foram de aproximadamente 15 dB.

Figura 25 - Espectro de interferência inicial normalizado

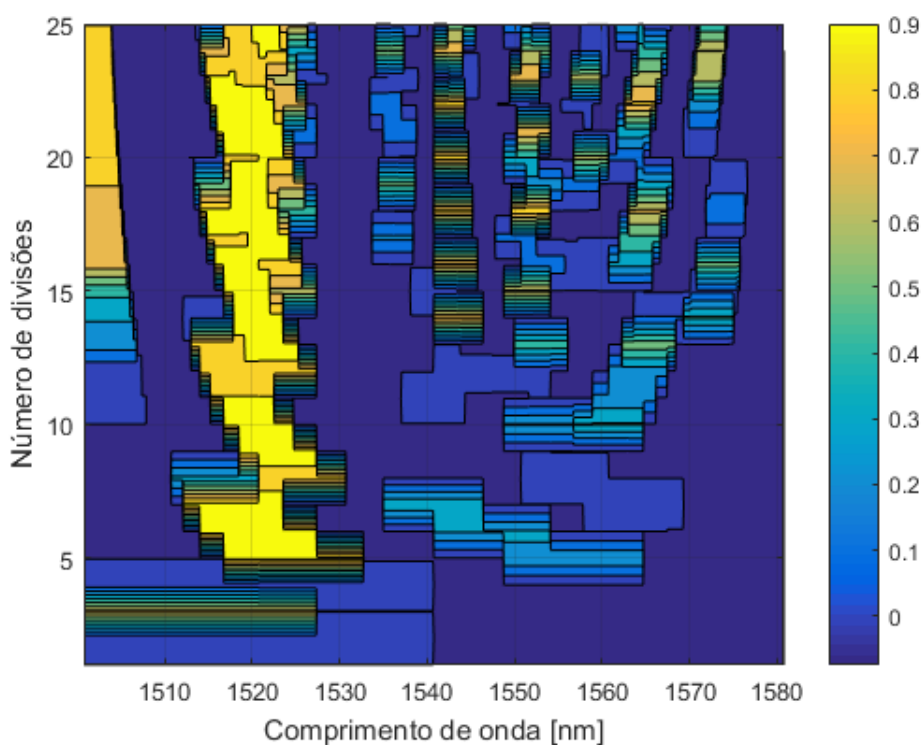


Percebe-se que, como esperado, o espectro é não simétrico, possuindo amplitudes distintas e em posições variadas. Evidencia-se aqui a necessidade do uso da equação (28).

A fim de maximizar a estabilidade e precisão da interrogação do sensor, uma vez que todos os dados são inseridos no modelo, calcula-se a região no qual o decaimento de amplitude é o mais linear possível.

O estudo da linearidade consiste em divisões do espectro em partes menores e da análise da linearidade de forma independente para cada subespectro criado. Inicialmente, determina-se um número N_{max} que representará o número máximo de divisões espectrais, isto é, o máximo de vezes que o espectro será subdividido. A divisão do espectro de interferência é necessária para buscar a maior região linear existente em termos de comprimento de onda. A partir daí, para todos os N fragmentos do espectro, de forma que $N \in \mathbb{N} \mid N \leq N_{max}$, é realizado o cálculo da variação Δ_i para cada pico e vale em função do nível variado. As N curvas Δ_i em função do nível são avaliadas no quesito de linearidade e classificadas de acordo com o coeficiente de determinação R^2 . Esse coeficiente é uma medida de ajuste de um determinado modelo estatístico, nesse caso, a aproximação linear, em relação aos valores reais observados. Sabe-se que $R^2 \in \mathbb{R} \mid 0 \leq R^2 \leq 1$. A região que possuir o maior R^2 será utilizada para interrogação do sensor. A imagem a seguir ilustra esse estudo de linearidade para as informações experimentais de nível.

Figura 26 - Estudo de linearidade do espectro de interferência para medição de nível de líquido



Destaca-se, na Figura 26, a área de coloração amarela. Ela representa a região onde foi observado a maior linearidade de decaimento de amplitude. Sua extensão vertical permite proferir que não foi necessário um grande número de divisões para que ela fosse encontrada. Para o caso desta imagem e dos demais resultados apresentados aqui, foi utilizado $N_{max} = 25$.

Uma vez determinada a região do espectro com maior fator R^2 , pode-se visualizar com clareza a redução da amplitude em função do aumento de nível de líquido. As imagens a seguir exibem os múltiplos espectros extraídos para cada nível dentro da região de comprimento de onda de maior linearidade. Inicialmente, na Figura 27, considerou-se apenas parte dos níveis afim de notabilizar a redução de amplitude à medida que se eleva o nível. Nesse caso, é como se o sensor possuísse comprimento igual a 4 cm. Já a Figura 28 traz os espectros de todas as medidas realizadas no experimento em questão, em seu comprimento integral.

Figura 27 - Variação de amplitude para nível de até 4 cm

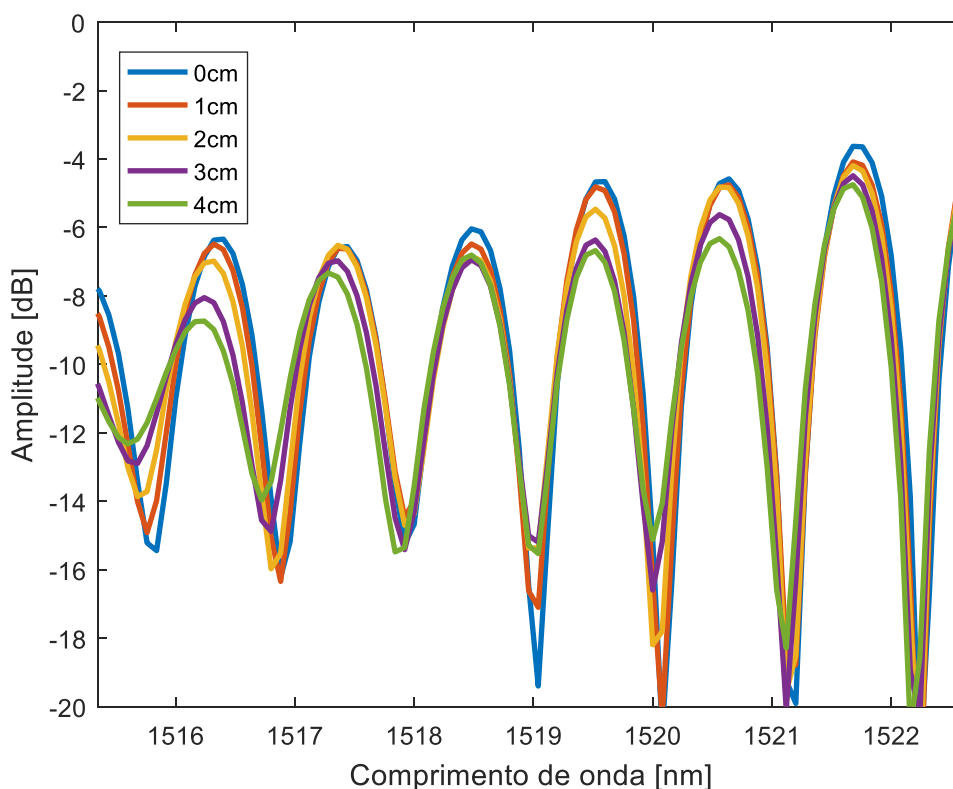
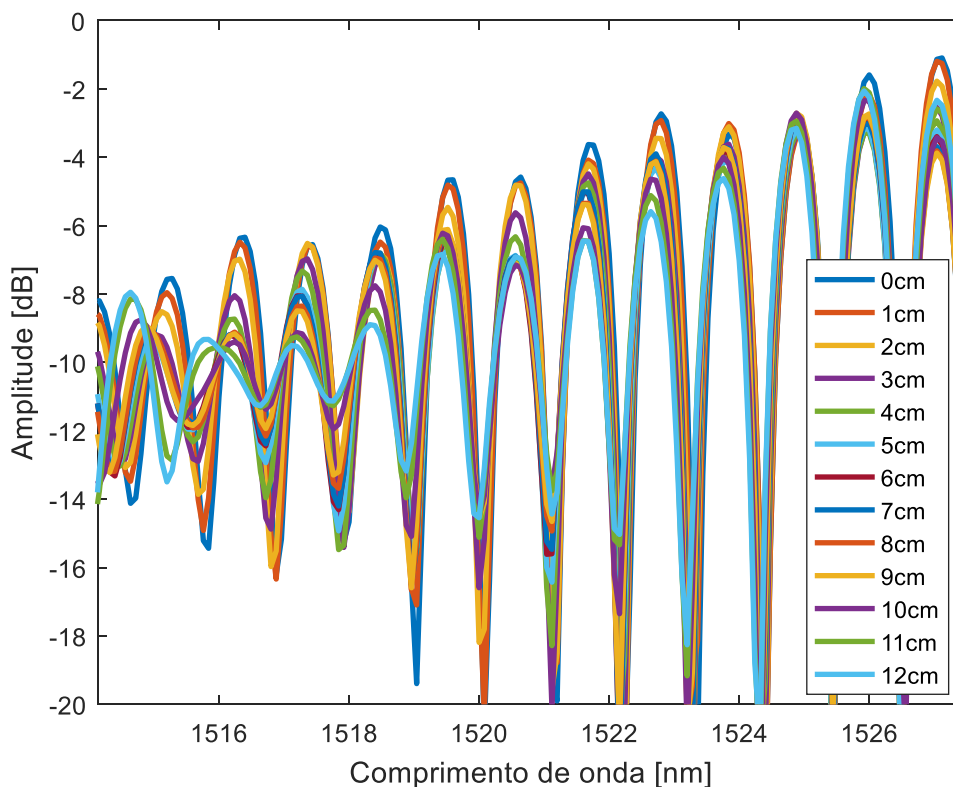


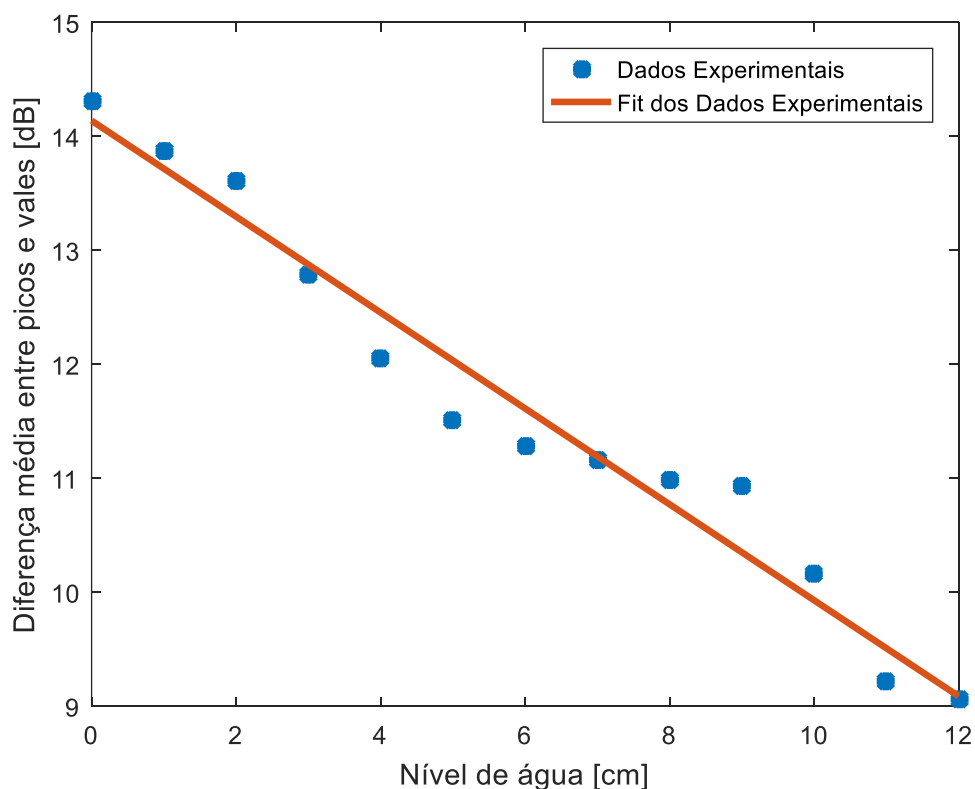
Figura 28 - Variação de amplitude para todas as medidas



A observação das Figura 27 e 28 ratifica o sugerido no subtópico 3.2.1. É notório a redução de amplitude espectral à medida que se eleva o nível de água no recipiente. Percebe-se também que, uma vez expandida a medição à 12 cm, a região do espectro muda levemente devido ao cálculo da linearidade e os picos e vales se aproximam, confirmando novamente o expresso em 2.3.4, no Capítulo 2.

O resultado visual presente na Figura 28 é agora matematicamente analisado. A média da diminuição de amplitudes é calculada para cada fase do experimento e finalmente consegue-se relacionar a perda de amplitude espectral com o nível de líquido. Este resultado pode ser visto na figura a seguir.

Figura 29 - Relação entre a variação de amplitude e o nível de líquido



Para esta interrogação o coeficiente de determinação alcançou o valor $R^2 = 0,9634$, valor inferior, porém bastante próximo ao alcançando pelo método de deslocamento de espectro, que foi de 0,98. Isso mostra que a nova métrica desenvolvida aqui obteve excelente resultado para interrogação de nível de líquido, impulsionando a busca de validações de exequibilidade deste método de interrogação à sensores de maiores comprimentos.

4 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Nesta dissertação foram apresentados alguns aspectos gerais a respeito das principais características de sensores óticos. Foi realizado um estudo de caso onde exibiu-se características de diferentes formas de construção e interrogação, trazendo uma ideia geral da operabilidade destes dispositivos. A partir daí, focou-se na subcategoria de sensores óticos interferométricos. Exposições semelhantes foram feitas, porém, um pouco mais aprofundadas a fim de evidenciar a alta capacidade de realizar medições precisas e de alta sensibilidade destes sensores.

Em seguida foi exibido um modelo computacional analítico que, de forma simples, consegue simular sensores óticos interferométricos de construção baseada no interferômetro de Mach-Zehnder. Os resultados exibidos assentam o fato de que, com este modelo, pode-se aproximar o comportamento de sensores de tamanhos inferiores sem a necessidade de construí-los.

Além disso, ainda no Capítulo 2, viu-se uma forma interessante de se obter o índice de refração efetivo da casca e sua variação. Foram demonstradas simulações de como alterações externas de nível de líquido, temperatura e índice de refração causam mudanças neste índice. Isso pode, por exemplo, permitir o uso destes sensores para projetar dispositivos divisores de pulsos no tempo, gerando um atraso sintonizável de acordo com um parâmetro físico do meio externo, como por exemplo, o nível de líquido.

Seguindo ao Capítulo 3 têm-se, inicialmente, a exploração de uma limitação da interrogação interferométrica por via de deslocamento de espectro. Mostrou-se, porém, que a utilização da envoltória espectral pode reduzir a limitação descrita, todavia, podendo surgir casos onde esta técnica poderia trazer dificuldade ao ser aplicada.

Com intuito de tentar minimizar os problemas ocorrentes com o aumento da extensão dos sensores óticos interferométricos, apresentou-se o método baseado na análise por amplitude de espectro. Os resultados para este método foram bastante satisfatórios quando utilizados para medição de nível de líquido. A interrogação dos dados experimentais obteve um bom coeficiente de determinação, demonstrando-se válida e funcional para o caso descrito.

Além do conteúdo apresentado neste documento, é importante ressaltar que estudos futuros são essenciais para que os temas exibidos aqui possam ser utilizados de forma mais abrangente.

Para a temática de modelagem analítica, aponta-se um interessante estudo a ser realizado: a adição de mais modos de propagação na casca. Através desse estudo, será possível aprofundar o conhecimento sobre a previsão do comportamento do espectro final, bem como tornar a simulação mais abrangente e próxima dos dados experimentais. Seria uma possibilidade, por exemplo, simular sensores que utilizam técnicas como a presente em [34], que se utilizam da envoltória para analisar o deslocamento de espectro.

Ainda no tema do modelo analítico, seria relevante realizar um estudo referente às sobreposições de variações de grandezas. Isso permitiria, por exemplo, averiguar o comportamento do índice de refração efetivo da casca à medida que ocorrem variações simultâneas no nível de líquido e temperatura.

Já no que diz respeito a métrica baseada em análise de amplitudes, um artigo do referente tema está sendo produzido e será enviado para submissão a uma revista internacional. Ressalta-se que, apesar de demonstrada a eficácia para o caso em questão, é de se notar a necessidade de expandir os estudos para sensores de maiores comprimentos. Isso validaria o possível êxito desta técnica para interrogação de dispositivos maiores.

De forma geral, esta dissertação apresentou informações úteis referentes a modelagem de sensores e seus benefícios, bem como a possibilidade de expansão de horizontes de medições através da introdução de uma técnica diferente de interrogação do espectro interferométrico.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. Hecht, City of light: the history of fiber optics, Oxford: Oxford University Press (1999).
- [2] G. P. Agrawal, Fiber-Optic Communications Systems, 3rd Edition John Wiley & Sons (2002).
- [3] Sarfraz Khaliq, Stephen W. James, and Ralph P. Tatam, "Fiber-optic liquid-level sensor using a long-period grating," Opt. Lett. 26, 1224-1226 (2001)
- [4] J. E. Antonio-Lopez, J. J. Sanchez-Mondragon, P. LiKamWa, and D. A. May-Arrioja, "Fiber-optic sensor for liquid level measurement," Opt. Lett. 36, 3425-3427 (2011)
- [5] Katsuharu Iwamoto and Isao Kamata, "Liquid-level sensor with optical fibers," Appl. Opt. 31, 51-54 (1992)
- [6] Schena, E.; Tosi, D.; Saccomandi, P.; Lewis, E.; Kim, T. Fiber Optic Sensors for Temperature Monitoring during Thermal Treatments: An Overview. Sensors 2016, 16, 1144, July (2016).
- [7] T. K Yadav, R. Narayanaswamy, M. H. Abu Bakar, Y. Mustapha Kamil, and M. A. Mahdi, "Single mode tapered fiber-optic interferometer based refractive index sensor and its application to protein sensing," Opt. Express 22, 22802-22807 (2014)
- [8] A. Van Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, G. Salceda-Delgado, M. U. Piracha, R. Amezcua-Correa, and A. Schülzgen, "Multicore fiber sensors for simultaneous measurement of force and temperature," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 27, no. 14, pp. 1523–1526, Jul. 15, (2015).
- [9] H. A. Rahman, S. W. Harun, N. Saidin, M. Yasin and H. Ahmad, "Fiber Optic Displacement Sensor for Temperature Measurement," in IEEE Sensors Journal, vol. 12, no. 5, pp. 1361-1364, May (2012).

- [10] Getinet Woyessa, Andrea Fasano, Alessio Stefani, Christos Markos, Kristian Nielsen, Henrik K. Rasmussen, and Ole Bang, "Single mode step-index polymer optical fiber for humidity insensitive high temperature fiber Bragg grating sensors," *Opt. Express* 24, 1253-1260 (2016)
- [11] D. A. Krohn, T. W. MacDougall, A. Mendez, *Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Applications*, 4th Edition SPIE Press (2015).
- [12] A. D. Kersey and T. A. Berkoff, "Fiber-optic Bragg-grating differential-temperature sensor," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 10, pp. 1183-1185, Oct. (1992).
- [13] H. J. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani and A. M. Vengsarkar, "Hybrid fiber Bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 9, pp. 1223-1225, Sept. (1996).
- [14] B. F. Yun, N. Chen, and Y. P. Cui, "Highly sensitive liquid-level sensor based on etched fiber Bragg grating," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 19(21), 1747–1749 (2007).
- [15] T. Guo, Q. D. Zhao, Q. Y. Dou, H. Zhang, L. F. Xue, G. L. Huang, and X. Y. Dong, "Temperature-insensitive fiber Bragg grating liquid-level sensor based on bending cantilever beam," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 17(11), 2400–2402 (2005).
- [16] S. Khaliq, S. W. James, and R. P. Tatam, "Fiber-optic liquid-level sensor using a long-period grating," *Opt. Lett.* 26(16), 1224–1226 (2001).
- [17] H. Y. Fu, X. W. Shu, A. P. Zhang, W. S. Liu, L. Zhang, S. L. He, and I. Bennion, "Implementation and characterization of liquid-level sensor based on a long-period fiber grating Mach-Zehnder interferometer," *IEEE Sens. J.* 11(11), 2878–2882 (2011).

- [18] Q. Jiang, D. B. Hu, and M. Yang, "Simultaneous measurement of liquid level and surrounding refractive index using tilted fiber Bragg grating," *Sensor Actuat. A* 170(1–2), 62–65 (2011).
- [19] A. F. Obaton, G. Laffont, C. Wang, A. Allard, and P. Ferdinand, "Tilted fibre Bragg gratings and phase sensitive-optical low coherence interferometry for refractometry and liquid level sensing," *Sensor Actuat. A* 189, 451–458 (2013).
- [20] C. B. Mou, K. M. Zhou, Z. J. Yan, H. Y. Fu, and L. Zhang, "Liquid level sensor based on an excessively tilted fibre grating," *Opt. Commun.* 305, 271–275 (2013).
- [21] Bobo Gu, Wenliang Qi, Yanyan Zhou, Zhifang Wu, Perry Ping Shum, and Feng Luan, "Reflective liquid level sensor based on modes conversion in thin-core fiber incorporating tilted fiber Bragg grating," *Opt. Express* 22, 11834–11839 (2014)
- [22] B. P. Abbot et al, "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger", LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, Feb (2016).
- [23] C. Castellani, H. Ximenes, R. Silva, A. Frizera-Neto, M. Ribeiro, M. Pontes, "Multi-Parameter Interferometric Sensor Based on a Reduced Diameter Core Axial Offseted Fiber", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 29, no. 2, January (2017).
- [24] L. Li, X. Li, Z. Xie, and D. Liu, "All-fiber Mach–Zehnder interferometers for sensing applications," *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 10, pp. 11109–11120, May (2012).
- [25] J. Chen, J. Zhou, and Z. Jia, "High-sensitivity displacement sensor based on a bent fiber Mach–Zehnder interferometer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 23, pp. 2354–2357, Dec. 1, (2013).
- [26] H. Gong, H. Song, S. Zhang, K. Ni, and X. Dong, "An optical liquid level sensor based on polarization-maintaining fiber modal interferometer," *Sens. Actuators A, Phys.*, vol. 205, pp. 204–207, Jan. (2014).

- [27] J. Yang et al., "Miniature temperature sensor with germania-core optical fiber," *Opt. Exp.*, vol. 23, no. 14, pp. 17687–17692, (2015).
- [28] Q. Rong et al., "In-fiber quasi-Michelson interferometer with a core-cladding-mode fiber end-face mirror," *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 7, pp. 1441–1447, (2013).
- [29] X. Wen et al., "Liquid level measurement by applying the Mach–Zehnder interferometer based on up-tapers," *Appl. Opt.*, vol. 53, no. 1, pp. 71–75, (2014).
- [30] T. Chen, R. Chen, P. Lu, Q. Chen, and K. P. Chen, "Tapered fibre Mach–Zehnder interferometer for simultaneous measurement of liquid level and temperature," *Electron. Lett.*, vol. 47, no. 19, pp. 1093–1095, Sep. (2011).
- [31] J. E. Antonio-Lopez, J. J. Sanchez-Mondragon, P. LiKamWa, and D. A. May-Arrioja, "Fiber-optic sensor for liquid level measurement," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 17, pp. 3425–3427, (2011).
- [32] Scandian, Lorenzo B., Segatto, Marcelo E. V.; Castellani, Carlos E. S., "Analytical Analysis and Experimental Validation of a Multi-parameter Mach-Zehnder Fiber Optic Interferometric Sensor", *J. Microw. Optoelectron. Electromagn. Appl.*, São Caetano do Sul, v. 17, n. 4, p. 528-538, Oct. (2018).
- [33] R. L. Silva, H. C. B. Ximenes, M. J. Pontes, C. E. S. Castellani, "Fiber Optic Bend Sensor and a Novel Interrogation Technique Based on a Mach-Zehnder Interferometer", *MOMAG 2018*, Santa Rita do Sapucaí, Agust. (2018).
- [34] J. Van Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse, "Beam-propagation method: analysis and assessment," *J. Opt. Soc. Am.* 71, 803-810 (1981).
- [35] Camilo A. Rodríguez, Moisés R. N. Ribeiro, Anselmo Frizera-Neto, Carlos E. S. Castellani, and Maria José Pontes, "Envelope-based technique for liquid level sensors using an in-line fiber Mach–Zehnder interferometer," *Appl. Opt.* (2016).